ORSAY

N° d'ordre : 258

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITE

Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Claude DUCHAZEAUBENEIX

RADIOGRAPHIE PAR DIFFUSION NUCLEAIRE DE PROTONS D'ENERGIES INTERMEDIAIRES

Soutenue le 5 février 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	JEAN	Président
	MESSIAH	
	CHARPAK	Examinateurs
	SALAMON	
	SAUDINOS	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Remerciements

L'expression de mes plus vifs remerciements va tout d'abord à Monsieur Jean Saudinos qui par sa bienveillance, ses constants encouragements, ses conseils inlassablement prodigués, m'a permis, sous sa direction, de présenter ce travail. Je lui exprime ici ma plus profonde gratitude.

J'exprime également ma profonde gratitude à Monsieur Goerges Charpak pour m'avoir reçu dans son laboratoire quand cela était nécessaire, pour ses précieux conseils et son soutien permanent.

J'exprime mes vifs remerciements à Monsieur Maurice Jean qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury de cette thèse, à Monsieur Georges Charpak, Albert Messiah, Georges Salamon et Jean Saudinos pour m'avoir fait l'honneur de constituer mon jury malgré leurs lourdes charges.

J'exprime ma gratitude à Messieurs Denis Garreta, Dominique Legrand et Jean Saudinos pour l'examen critique, toujours amical mais rigoureux, qu'ils ont apporté à la rédaction de ce texte.

Les résultats présentés ici sont, pour beaucoup, le fruit d'un travail de coopération entre le DPh-N/ME de Saclay, le CERN et des médecins du CHU La Timone de Marseille.

J'exprime ma grande reconnaissance à Messieurs Jean Claude Faivre, Denis Garreta, Bernard Guillerminet, Dominique Legrand, Charles Raybaud, Michel Rouger, Jean Claude Santiard et Fabio Sauli dont le rôle a été déterminant à certaines étapes.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à tous ceux qui ont contribué, à un titre ou un autre, à ce travail, particulièrement à Messieurs R. Benoit, Roger Bouclier, Jean Habault, Jean Lemeur, Gilbert Millon, J.P. Mouly et Bernard Perrocheau pour leurs assistance amicale, au personnel des Services techniques, du Bureau d'Etudes et de l'Atelier du DPh-N/ME.

J'adresse enfin mes sincères remerciements au personnel de la bibliothèque du DPh-N, en particulier à Madame Eliane Thureau qui a assuré la dactylographie sous la direction de Madame Paulette Gugenberger, ainsi qu'à Madame Roberte Chevaux et Monsieur Denis Bouziat. Leur compétence a permis de donner à cette thèse la meilleure présentation. Qu'elles soient remerciées d'avoir toujours gardé le sourire malgré ces travaux longs et fastidieux.

Tables des matières

Chapitre I : INTRODUCTION 1

Chapitre II : ORIGINALITE ET PRINCIPE DE LA METHODE 3

Chapitre III : INTERACTIONS NUCLEAIRES 7

A. LA REACTION NUCLEAIRE INTERESSANT LA RDN 8
B. CINEMATIQUE DE LA REACTION NUCLEAIRE 10

1. Coplanarité 10

a) Cas de la diffusion élastique p-p (cas de l'hydrogène) 10
b) Cas de la diffusion quasi-élastique p-noyau 10

2. Relations angulaires : cas de la diffusion élastique (p-p). 11

C. SECTIONS EFFICACES 13
D. QUANTITES MESUREES DANS UNE RDN 18
E. LONGUEUR D'INTERACTION NUCLEAIRE 20

Chapitre IV : ENSEMBLE EXPERIMENTAL 23

A. ENSEMBLE DE DETECTION ET DE LOCALISATION 23
B. ELECTRONIQUE ET SYSTEME D'ACQUISITION ET DE TRAITEMENT 27

I. La voie élémentaire 27
II. La section 27
III. Codage des plans de chambre - Les codeurs 29
IV. Corrélation des codeurs 32
V. Lecture des codeurs 33
VI. Le SAR (Satellite d'Acquisition Rapide) 33
VII. La mémoire de masse 34

Chapitre V : LES LIMITES DE RESOLUTION ET DE SENSIBILITE DE LA RDN 37

A. ETUDE DES ERREURS 37

I. Les erreurs géométriques dues à la détection 38
II. Erreurs dues à la diffusion multiple coulombienne (DMC) .. 41

B. SOMME DES ERREURS ET RESOLUTIONS 51

1. Résolution transverse et longitudinale 51
2. Résolution volumique : ε_v 54

C. AMELIORATIONS DE LA QUALITE D'UNE RADIOGRAPHIE 57

1. Sélection des événements pour améliorer la qualité de la radiographie 57
2. Les corrections 60

D. LIMITES DE DETECTION DES DEFAUTS 62

E. LES EFFETS DU LISSAGE 64

F. LE LISSAGE ET L'ASPECT VISUEL 65

G. CHOIX DES PARAMETRES - DOSE ET SENSIBILITE 65

Chapitre VI : LES RESULTATS 70

A. APPLICATION DE LA RDN A LA RADIOGRAPHIE DES MATERIAUX LOURDS. DETECTION DE DEFAUTS. RADIOGRAPHIE D'UN MOTEUR ELECTRIQUE 70

I. Détection de défauts 70
II. Radiographie d'un moteur électrique 73

B. RADIOGRAPHIE D'UNE CIBLE EN MOUVEMENT - MATRICE A QUATRE DIMENSIONS (4-D) 79

C. APPLICATIONS DE LA RDN A LA RADIOGRAPHIE MEDICALE 81

I. Généralités 82
II. Radiographie RDN d'une colonne vertébrale et os sphénoïdal 83
III. Radiographie de têtes humaines non vivantes fixées par solution formolée : (CERN 1978, Saclay 1981) 92

1. Radiographie RDN d'une tête complète (CERN 1978) 92

a) Coupes horizontales 93
b) Coupes frontales 94
c) Coupes sagittales 94
d) Radiographie de l'hydrogène 95
e) Différents types de radiographies possibles en RDN 95
f) Comparaison RDN-scanner-X 105

2. Radiographie RDN d'une tête sur champ réduit (Saclay 1981) 105

2.1. Etat actuel du système de RDN 105
2.2. La radiographie RDN à partir du nouveau système 106

3. Radiographie en configuration (1111) ou (1121) à champ d'irradiation faible (Saclay 1981) 109

Chapitre VII : CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES 121

Annexe I : RELATION ANGULAIRE : CAS DE LA DIFFUSION ELASTIQUE 127

Annexe II : CALCUL DU VERTEX 131

Annexe III : 135

Références 137

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0036

Chapitre I

INTRODUCTION

C'est en 1946 que R.R. Wilson suggère pour la première fois la possibilité d'utiliser le ralentissement et l'absorption des protons dans la matière dans le but d'une analyse radiographique [1]. La première tentative expérimentale est faite beaucoup plus tard par A.M. Koeler et al. en 1965 pour déterminer des variations de densité dans les os du crâne humain [2], puis B. Jung en 1968 radiographie des souris [3] alors que quatre années plus tard V.W. Steward et A.M. Koelher font la première radiographie d'une tête non vivante, immergée dans un liquide [4]. Parallèlement, à la même époque, A.C. Sherwood et D. West pratiquaient une radiographie de souris, en utilisant la diffusion multiple coulombienne et comparaient les images ainsi obtenues à celle réalisées au moyen de radiographie classique par rayons X [5]. Il faut signaler également l'important travail fait à Los Alamos en 1978 par Kenneth et Hanson : pour adapter les principes du tomodensitomètre (ou scanner) à rayons X, à la radiographie par absorption de protons.

Toutes ces expériences ont un dénominateur commun : l'interaction de base est l'interaction électromagnétique. L'énergie des protons utilisés est comprise entre 100 et 250 MeV selon l'épaisseur des cibles à radiographier.

A l'exception de la méthode développée à Los Alamos il n'est pas possible d'obtenir une représentation tridimensionnelle. Toutes donnent une image bidimensionnelle intégrée basée sur les phénomènes d'absorption.

G. Charpak et J. Saudinos [7] ont été les premiers en 1975, à montrer qu'il était possible de réaliser une radiographie tri-dimensionnelle par utilisation de protons d'énergie intermédiaire (énergie des protons $\gtrsim$ 600 MeV), radiographie présentant le caractère original d'utiliser l'interaction forte nucléaire des protons dans la matière.

Ce type de radiographie a reçu le nom de "Radiographie par Diffusion Nucléaire" (RDN).

Cette thèse qui a pour sujet une application nouvelle de l'interaction forte nucléaire ayant pour objectif l'analyse radiographique, est en grande partie le résultat du travail d'une équipe à laquelle j'ai le privilège d'être associé depuis 1976.

J'ai voulu dans ce travail analyser avec quelque détail certains processus physiques qui jouent un rôle fondamental dans les qualités et les limitations de la méthode afin d'en faciliter la compréhension aux scientifiques, non physicien nucléaires, qui auraient le désir de lire ce texte. La discussion des facteurs qui contribuent aux limitations de la méthode m'a semblé essentielle pour dégager les perspectives d'amélioration des techniques utilisées jusqu'à présent.

Chapitre II

ORIGINALITE ET PRINCIPE DE LA METHODE

Pour bien montrer le caractère original de la Radiographie par Diffusion Nucléaire (RDN), il faut rappeler les caractères spécifiques de la radiographie par rayons X et par protons de relativement basse énergie (100 à 250 MeV).

La radiographie par rayons X est basée sur le phénomène d'absorption due à l'interaction électromagnétique des photons X, sur les électrons d'un atome cible, principalement par effet Compton dans le domaine d'énergie utilisée. Ici, la loi d'absorption est une loi exponentielle avec, par conséquent, un gradient important de la dose déposée dans les tissus biologiques. Plus l'épaisseur de la cible à radiographier est importante, plus il est nécessaire d'augmenter le flux incident et plus la dose déposée en surface est forte.

La radiographie par protons d'énergie comprise entre ≈ 100 et 250 MeV est basée également sur l'interaction électromagnétique. Lorsqu'ils traversent la matière, les protons perdent une partie de leur énergie, essentiellement par ionisations successives des atomes qui constituent la cible. L'énergie est choisie de manière que le parcours du proton soit légèrement supérieur à l'épaisseur de la cible à radiographier. On mesure les variations de ralentissement correspondant aux différentes trajectoires. L'absorption du faisceau incident est bien plus faible que dans le cas des rayons X et la dose déposée est plus homogène dans le milieu irradié.

Dans les deux types de radiographie, l'image obtenue est une image bidimensionnelle (plan perpendiculaire à la direction d'irradiation) où chaque point est la projection de l'intégrale de l'absorption ou de la perte d'énergie le long de la direction d'irradiation dans le volume radiographié.

La tomographie assistée par ordinateur ou scanner, a permis d'améliorer l'analyse et de réaliser une imagerie nettement supérieure en qualité. Elle utilise une source de rayonnement quasi ponctuelle et consiste à mesurer, dans le plan à radiographier, un très grand nombre de projections indépendantes. Des techniques mathématiques de rétro-projection permettent alors d'obtenir la valeur de l'absorption correspondant à un élément de surface du plan radiographié. Pour obtenir le nombre de projections indépendantes nécessaires, il faut faire effectuer des rotations et des translations soit à la source (scanner X) soit à l'objet à radiographier, soit aux deux [8]. Pour radiographier un volume donné (tête par exemple), il faut effectuer une succession de coupes planes.

La RDN est basée sur l'interaction forte nucléaire des protons d'énergie intermédiaire ($E_p \gtrsim 600$ MeV) avec le noyau d'un atome de la cible. Les produits de cette interaction ont généralement une énergie suffisamment grande pour sortir de la cible. Cette diffusion nucléaire se traduit par une importante déviation angulaire (figure 1) pouvant atteindre plusieurs dizaines de degrés.

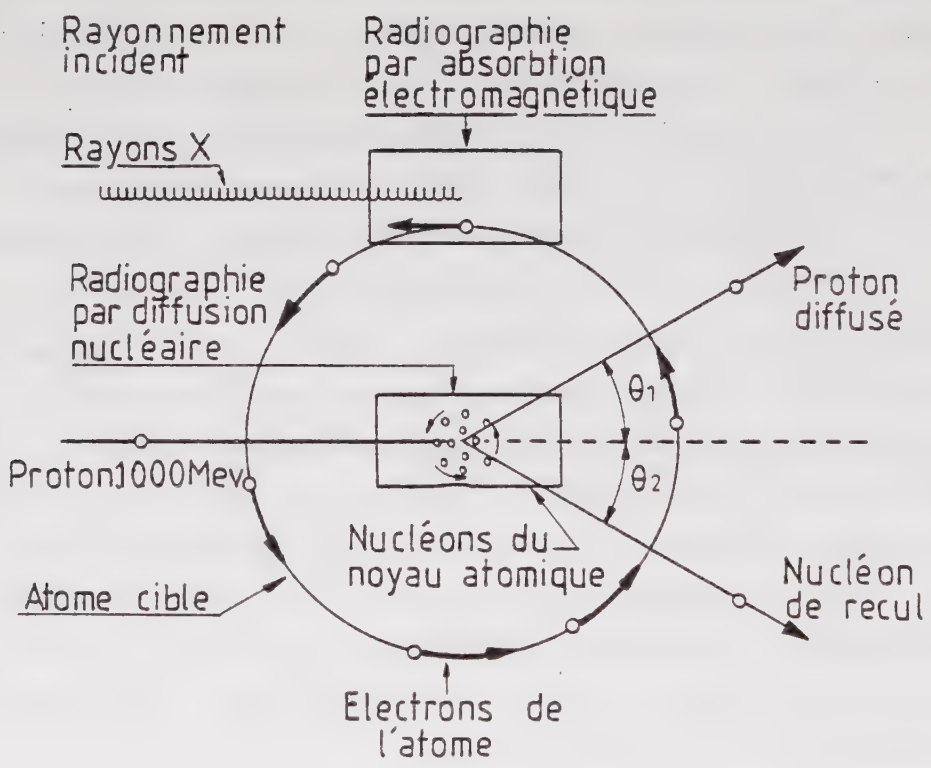


Figure 1 - Différents types d'interaction particule-matière

Si l'on est capable de reconstituer dans l'espace les trajectoires, donc les angles formés entre le nucléon incident et les nucléons sortants, on est

à même de déterminer la position dans l'espace de cette réaction (appelé *vertex*).

La figure 2 montre le principe de cette reconstitution du vertex de réaction.

Ainsi, avec un faisceau de protons (d'énergie > 600 MeV) on obtient directement une image tri-dimensionnelle de l'objet radiographié sans translation ni rotation. Ceci permet l'observation du volume suivant une série de tomographies pour lesquelles leur orientation et leur position dans l'espace ainsi que leur épaisseur sont des paramètres choisis à postériori par l'observateur.

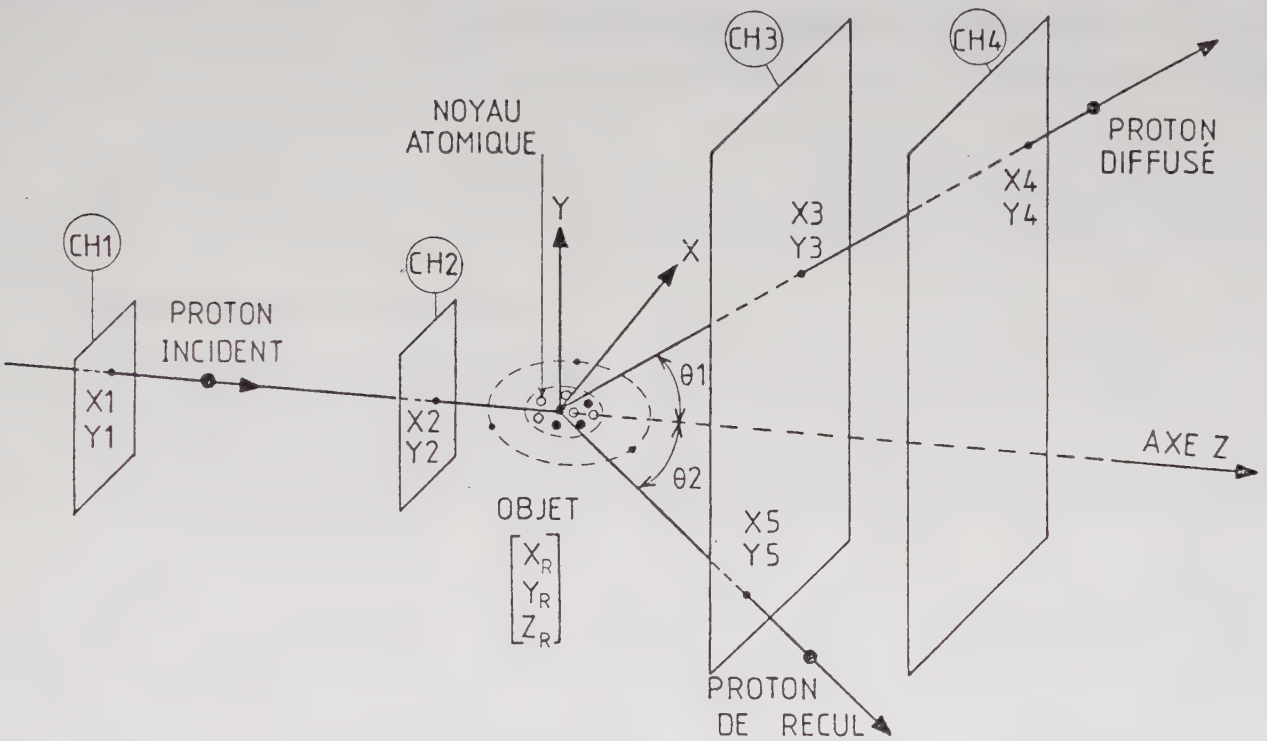


Figure 2 - Principe de la radiographie par diffusion nucléaire. Les détecteurs CH1, CH2, CH3 et CH4 mesurent les coordonnées du proton incident et du proton diffusé. On en déduit la position dans l'espace où a eu lieu la diffusion. Lorsqu'un proton de recul sort aussi de l'objet, il est détecté par CH3.

La dose déposée dans les tissus biologiques est pratiquement la même en surface et en prodondeur, donc également répartie, contrairement à ce qui se passe avec les rayons X. Nous verrons que la sensibilité de cette méthode en fonction du numéro atomique ou de la masse atomique est totalement différente de celle des rayons X et permet, entre autres, d'envisager la radiographie de pièces métalliques épaisses.

La possibilité propre à la RDN, de distinguer, comme nous le verrons plus loin et grâce à l'interaction forte nucléaire, la diffusion sur le noyau d'hydrogène de celles se produisant sur les autres atomes fournit une information

supplémentaire dans l'analyse des cibles complexes contenant de l'hydrogène : telles que les tissus biologiques plus ou moins riches en cet atome. Nous l'appellerons la "radiographie de l'hydrogène".

Il est possible, moyennant une prise de synchronisation, d'envisager la radiographie d'objets animés de mouvements périodiques. Ceci permet à la RDN d'accéder à la quatrième dimension et de fournir ainsi des radiographies en espace-temps (cinéradiographie).

Pour mieux apprécier les qualités spécifiques de la RDN, nous consacrons le chapitre suivant à un rappel des propriétés de l'interaction nucléaire forte. Au chapitre IV, nous décrivons l'ensemble expérimental, le système d'acquisition et traitement. Les limites de résolution spatiale et de sensibilité sont étudiées au chapitre V. Les résultats déjà obtenus sont présentés au chapitre VI.

Chapitre III

INTERACTIONS NUCLEAIRES

Dans l'interaction des particules avec la matière deux types d'interaction très différents seront pris en compte dans l'étude de la RDN et qui sont :

. l'interaction électromagnétique

- avec les électrons du cortège électronique de l'atome (phénomène d'ionisation)
- avec le champ coulombien créé par les protons du noyau de l'atome (diffusion coulombienne)

. l'interaction nucléaire forte qui peut soit laisser le noyau dans le même état (diffusion élastique), soit le perturber. Toutes ces réactions sont soumises aux lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Les nucléons à l'intérieur du noyau sont en mouvement sur des orbites et possèdent un moment de Fermi qui est de l'ordre de 200 MeV/c. Une exception toutefois : le noyau d'hydrogène dont la quantité de mouvement due à l'agitation thermique est négligeable. Cette particularité du noyau d'hydrogène sera mise au profit dans la RDN pour sélectionner les intéractions produites sur ce noyau.

Cependant, si la RDN utilise la réaction nucléaire, les interactions électromagnétiques produisent des effets parasites que nous ne pourrons pas négliger. Nous serons donc amenés à étudier ces effets au cours de la discussion sur les limitations de résolution spatiale.

A. LA REACTION NUCLEAIRE INTERESSANT LA RDN

Si l'énergie des protons incidents est assez grande, et c'est le cas en RDN, leur longueur d'onde est beaucoup plus petite que la distance entre nucléons dans le noyau. La collision entre le proton incident et les nucléons dans le noyau peut être regardée comme une collision entre particules libres. Le problème de diffusion sur les nucléons est esentiellement réduit à un problème de diffusion sur un ensemble de particules indépendantes libres, à la différence près, qu'à l'intérieur du noyau, les nucléons possèdent un moment de Fermi. Ce type de réaction est connu sous le nom de "diffusion quasi-élastique" ou encore "diffusion quasi-libre".

Il peut se symboliser par :

$$A(p,pn)A-1 \quad \text{ou} \quad A(p,2p)A-1 \ .$$

La production de mésons π dans les collisions inélastiques avec les nucléons du type $pp \rightarrow d\pi^+$ ou $pn \rightarrow d\pi^\circ$ et d'autres plus complexes n'ont qu'une contribution faible dans l'ensemble des processus nucléaires.

La figure 3 donne la distribution d'énergie des protons de 1000 MeV [10] (figure 3.a) et de 700 MeV [12] (figure 3.b) diffusés par le carbone pour plusieurs angles de diffusion. Nous voyons, d'une part, que la diffusion élastique sur le noyau est assez faible et, d'autre part, qu'elle devient inexistante au-dessus d'un angle de diffusion de $\simeq 20°$.

Le pic large observé vers la région des hautes énergies des spectres correspond à une seule collision quasi-élastique entre les protons et les nucléons du noyau. C'est le processus dominant. La partie basse énergie des spectres, figure 3.b, est due à des processus inélastiques et à des réactions nucléaires. A noter que ce continuum augmente en contribution avec l'angle de diffusion.

En ce qui concerne la RDN on choisit de travailler à angle moyen (précision de reconstruction du vertex) et par conséquent, dans la région du pic large, dont la contribution dominante est la réaction quasi-élastique.

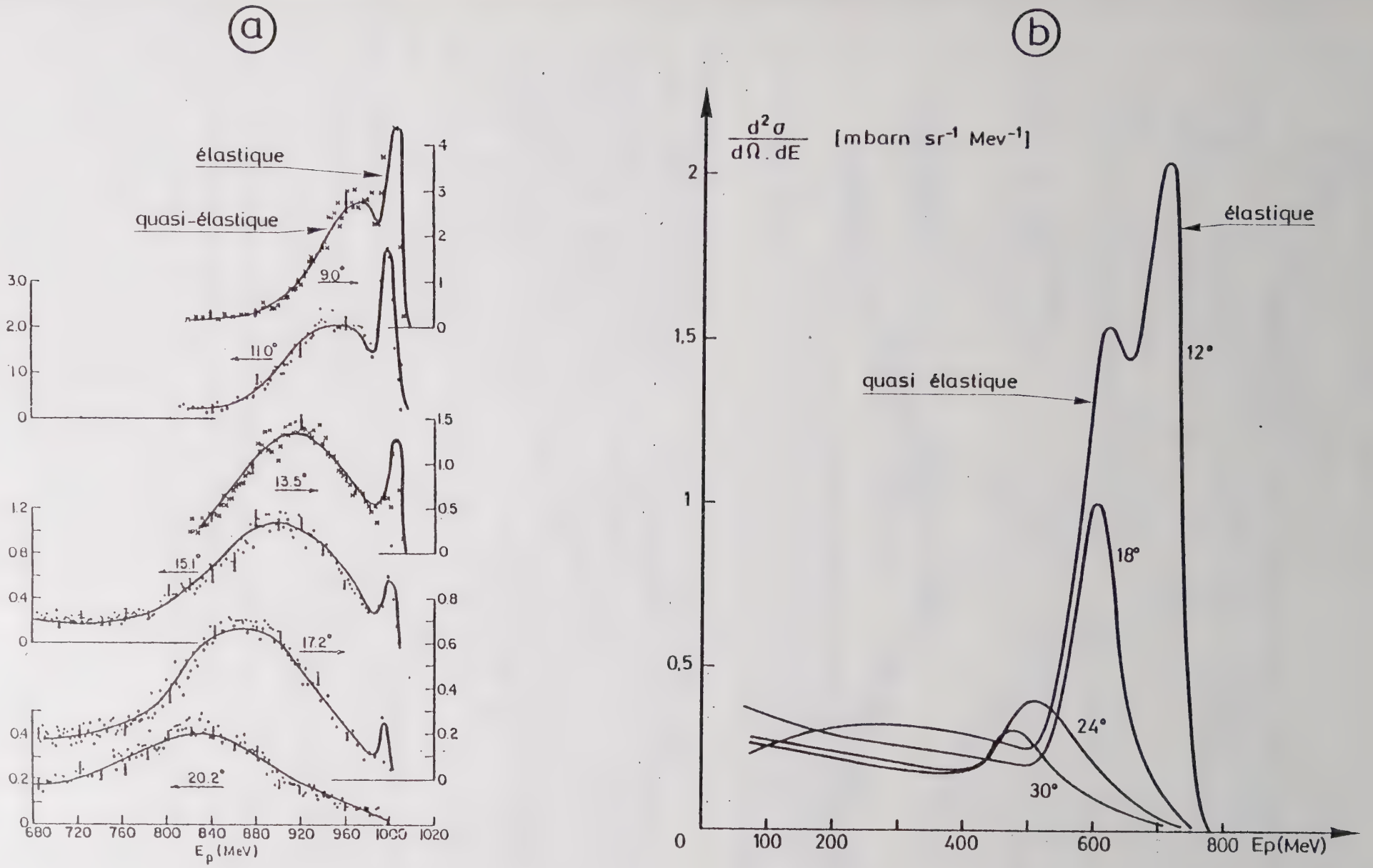


Figure 3 - Spectres en énergie des protons de 1000 MeV [10] (3.a) et 700 MeV [12] (3.b) diffusés par ^{12}C pour différents angles de diffusion.

B. CINEMATIQUE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE p-p ET QUASI-ELASTIQUE p-NOYAU

1. Coplanarité

a) Cas de la diffusion élastique p-p (cas de l'hydrogène)

Comme, dans le noyau d'hydrogène, le proton est au repos, les seules composantes de la réaction sont : $\vec{p}_0$, $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$. Après le choc, la loi de conservation du moment impose que $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_0$ et donc que les vecteurs $\vec{p}_0$, $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$ soient *coplanaires*.

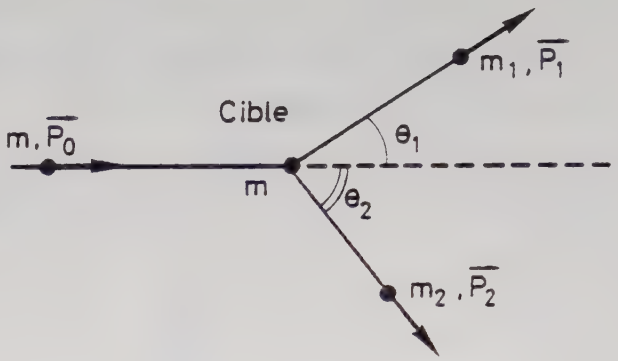


Schéma d'une diffusion élastique p_i, m_i = moment cinétique et masse au repos.

b) Cas de la diffusion quasi-élastique p-noyau

Dans les noyaux autres que l'hydrogène, les nucléons possèdent une quantité de mouvement dit "moment de Fermi" $\vec{p}_F$.

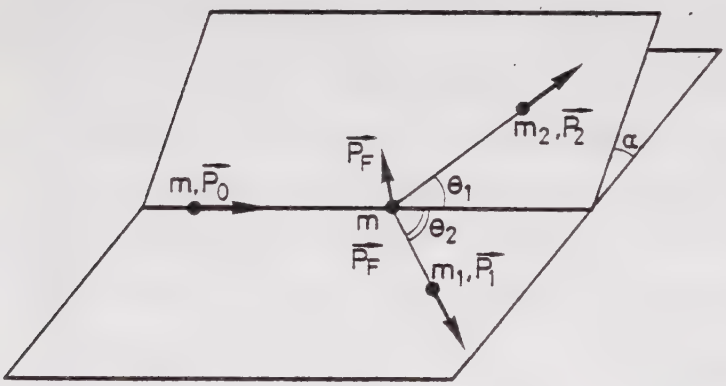


Schéma d'une diffusion quasi-élastique.

Le vecteur $\vec{p}_F$ est orienté au hasard. Si nous prenons le plan $(\vec{p}_0, \vec{p}_1)$ comme plans de référence, $\vec{p}_F$ se trouve, en général, hors de ce plan. Donc les plans de diffusion $(\vec{p}_0, \vec{p}_1)$ et de recul $(\vec{p}_0, \vec{p}_2)$ sont distincts. *Il n'y a plus de coplanarité.* (Sauf le cas ou $\vec{p}_F$ est dans le plan de diffusion). Ici la loi est $\vec{p}_0 + \vec{p}_F = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$.

L'angle α entre les deux plans peut être estimé par le rapport p_F/p_0. Comme $p_F \approx 200$ MeV/c, pour des protons incidents de 1000 MeV ($p_0 = 1700$ MeV/c), l'angle α a une distribution de largeur ≈ 120 mrd.

La figure 4 donne la distribution de l'angle α [30] pour une cible d'eau et une cible de carbone. Nous remarquons la large distribution pour le carbone et l'oxygène de l'eau. Par contre, sur l'eau, il apparaît au centre (valeur de $\alpha = 0$) un pic étroit. Ce pic correspond à la diffusion élastique des protons sur l'hydrogène de l'eau.

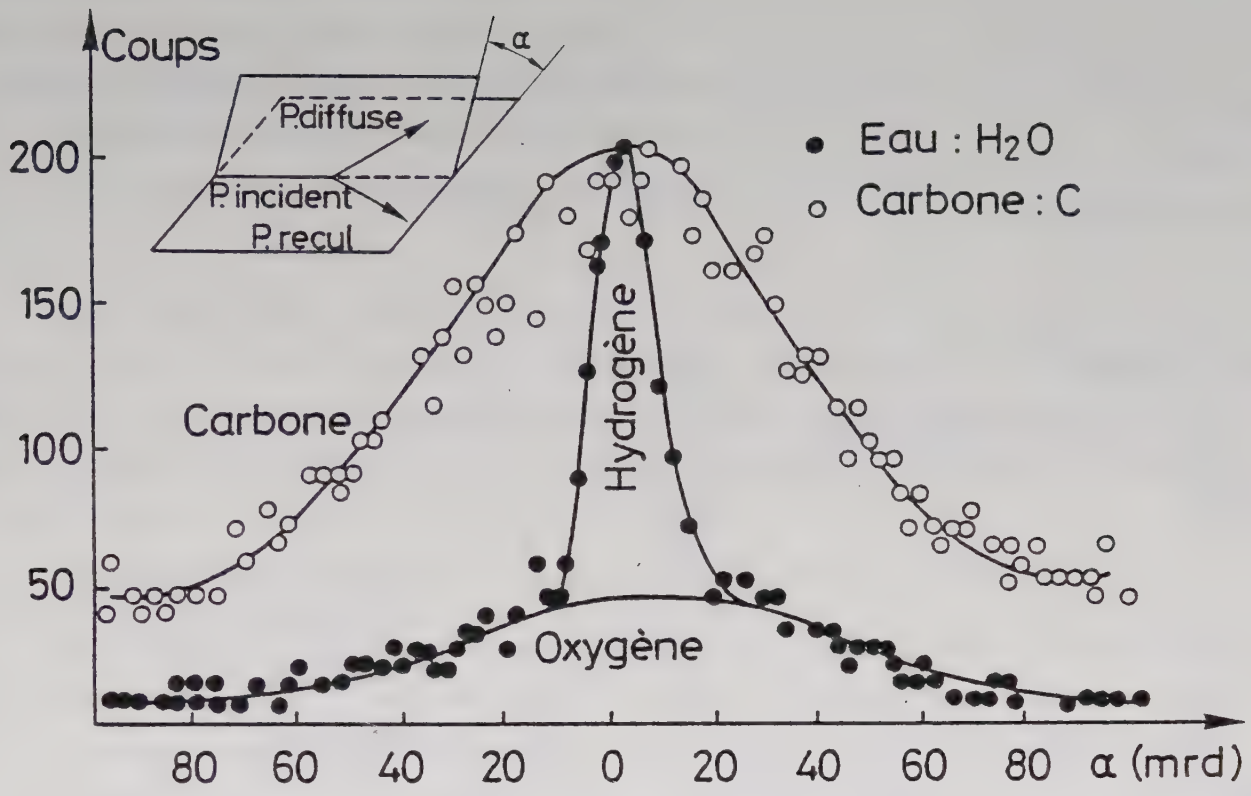


Figure 4 - Distribution de l'angle α pour l'eau et le carbone [30]

2. Relations angulaires : cas de la diffusion élastique (p-p)

Si T est l'énergie cinétique de la particule dans la laboratoire et M sa masse, on peut montrer (voir Annexe I) qu'il existe, dans le cas de la diffusion élastique p-p, une relation simple entre l'angle de diffusion θ_1 et l'angle de recul θ_2. Ceci est dû au fait que la masse de la particule incidente (proton) est la même que celle du nucléon cible (proton).

Cette relation s'écrit :

$$\operatorname{tg}\theta_1 \times \operatorname{tg}\theta_2 = -\frac{1}{1+\frac{T}{2M}} = \text{Cte} \qquad (1)$$

On peut déduire de cette relation que pour des angles de diffusion pas trops petits, la somme des angles θ_1, θ_2 est sensiblement constante dans un domaine angulaire restreint, dont la largeur dépend de la valeur du rapport $\frac{T}{M}$, soit :

$$\theta_1 + \theta_2 \simeq \text{Cte} \qquad (2)$$

La figure 5 donne pour une cible d'eau et une cible de carbone la distribution de la somme des angles $\theta = \theta_1 + \theta_2$.

Bien que seul le produit des tangentes garde une valeur constante dans la diffusion élastique, ce spectre montre bien que l'approximation sur la somme des angles est suffisamment bonne pour pouvoir envisager une séparation correcte de l'hydrogène.

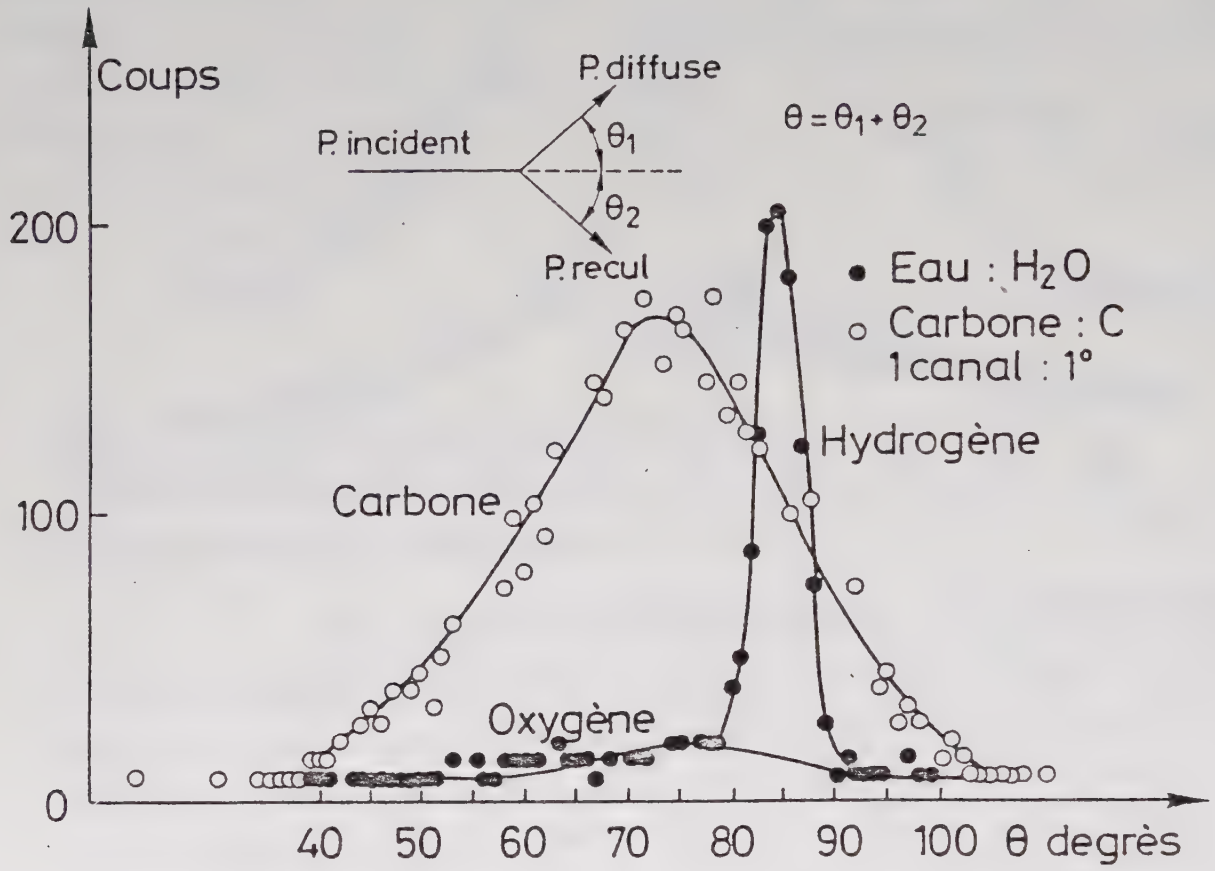


Figure 5 - Distribution de la somme des angles $\theta_1 + \theta_2$ pour une cible de carbone et une cible d'eau. Energie des protons : 600 MeV [30]

Deux critères vont donc permettre de filtrer, dans une cible composée contenant de l'hydrogène, les diffusions élastiques p-p (à un fond près aléatoire) qui proviennent d'une réaction sur ce noyau : critère de coplanarité des plans proton incident/proton diffusé et proton incident/proton de recul, critère sur la somme des angles $\theta_1 + \theta_2$.

La figure 6 donne les différentes distributions des angles α et $\theta_1 + \theta_2$ obtenues par l'interaction de protons de 900 MeV sur une cible de polyéthylène ($[CH_2]_n$). La figure 6.a correspond à la distribution, en mrd, de l'angle α. Sa largeur (FWHM) pour l'hydrogène est de 60 mrd, nous observons une bonne séparation hydrogène-carbone. La figure 6.b correspond à la distribution, en degrés, de $\theta = \theta_1 + \theta_2$ (1 canal = 1 degré). On remarque une dissymétrie sur le carbone

et une bonne séparation de l'hydrogène. La figure 6.c correspond à la même distribution que 6.a mais après filtrage par une fenêtre de 100 mrd sur la coplanarité (angle α, figure 6.a) et 6 degrés sur l'angle θ. L'hydrogène du CH_2 est correctement séparé, sans fond important.

Que donne l'application de ces critères sur la radiographie d'un objet contenant de l'hydrogène?

Nous avons placé, dans un récipient contenant de l'eau, un bloc de carbone (figure 7). Les spectres de cette figure représentent la distribution longitudinale (le long de l'axe Z, parallèle au faisceau) des interactions produites dans la cible. Le contenu de chaque canal est l'intégrale des interactions produites dans le plan XY correspondant.

La figure 7.a représente la distribution brute des interactions.

La figure 7.c représente la distribution des interactions pour lesquelles les angles α et $\theta_1 + \theta_2$ satisfont au filtrage "hydrogène" qui produit le pic de la figure 6.c. Elle fait clairement apparaître l'hydrogène contenu dans la cible (eau). En effet à l'endroit où se trouvent le carbone et la plaque d'aluminium sur l'axe Z (et qui ressort bien sur 7.b), le nombre d'événements diffusés est nul.

La figure 7.b représente la distribution des interactions n'ayant pas satisfait au filtrage, il reste principalement l'oxygène de l'eau le carbone et la plaque d'aluminium.

Cet exemple montre la possibilité d'information supplémentaire fournie par la radiographie de l'hydrogène.

C. SECTIONS EFFICACES

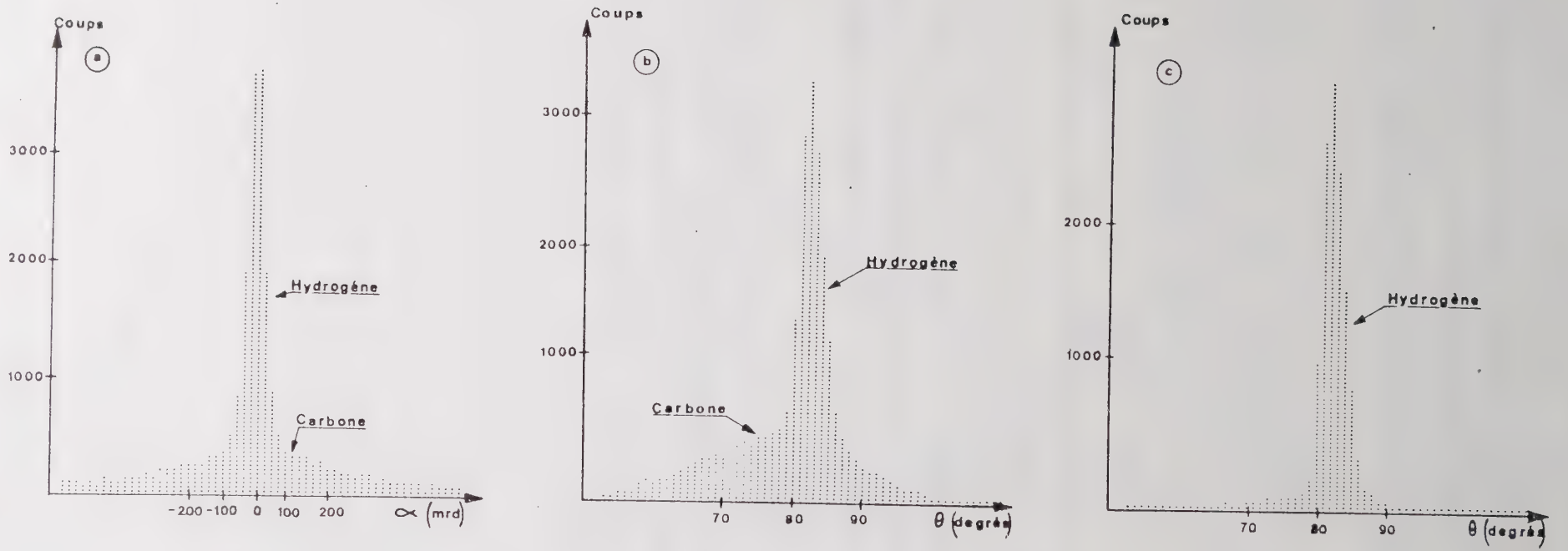
Quantitativement, une réaction nucléaire est mesurée par la section efficace σ qui est définie comme suit :

Soit N_0 le nombre de particules tombant, par seconde, sur une surface de 1 cm et soit N_v le nombre de noyaux par cm^3 dans la cible d'épaisseur dx en centimètres ; si dN_D est le nombre de particule qui ont intéragi par seconde, on définit σ par la relation :

$$\frac{dN_D}{N_0} = \sigma \, N_v \, dx$$

σ = section efficace en cm^2

N_v = nombre de noyaux par cm^3 qui peut être calculé d'après la formule

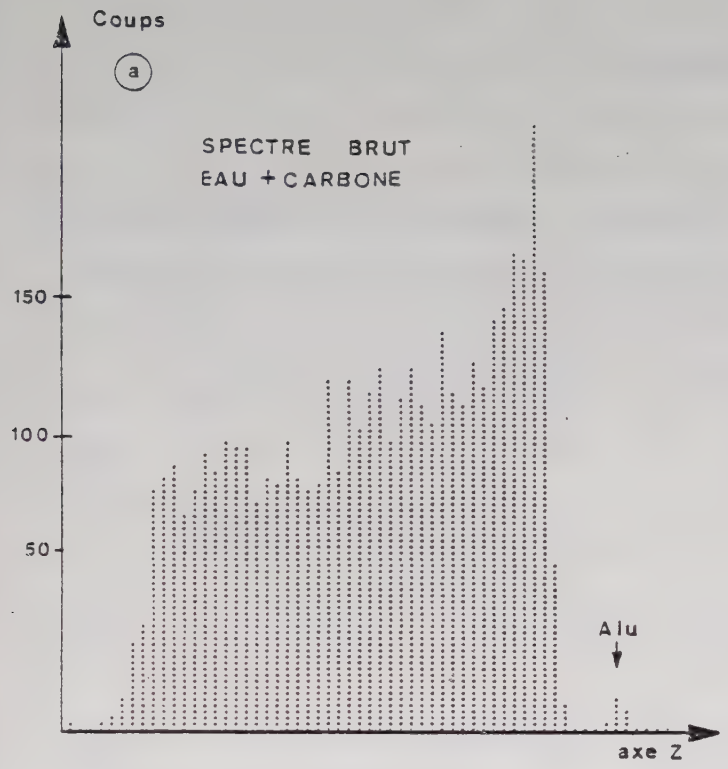


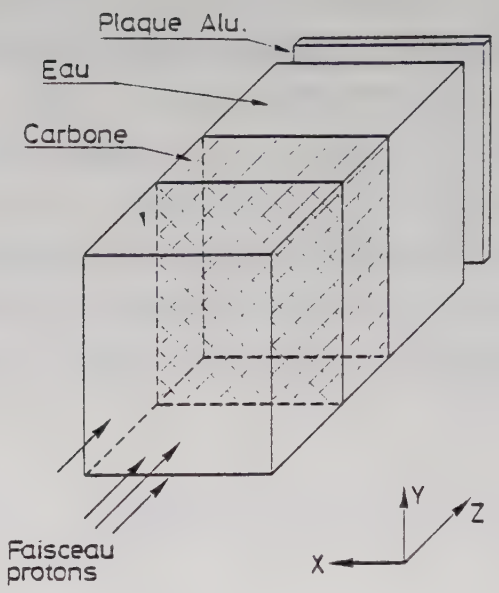
coplanarité angle $\hat{\alpha}$

$\hat{\theta} = \hat{\theta}_1 + \hat{\theta}_2$

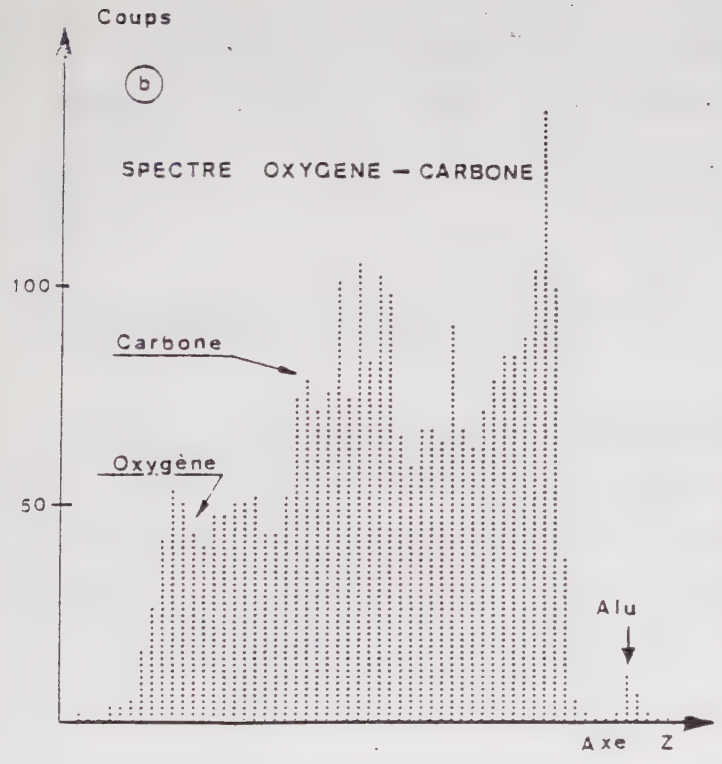
$\hat{\theta} = \hat{\theta}_1 + \hat{\theta}_2$ + fenêtre ± 50 mrd sur $\hat{\alpha}$

Figure 6 - Distributions de l'angle α et de $\theta_1 + \theta_2$ pour des protons de 300 MeV diffusés sur une cible de $(CH_2)_n$





Nombre coups sur Z = integrale du contenu du plan XY de coordonnée Z
Axe Z = 5 mm./Cl.



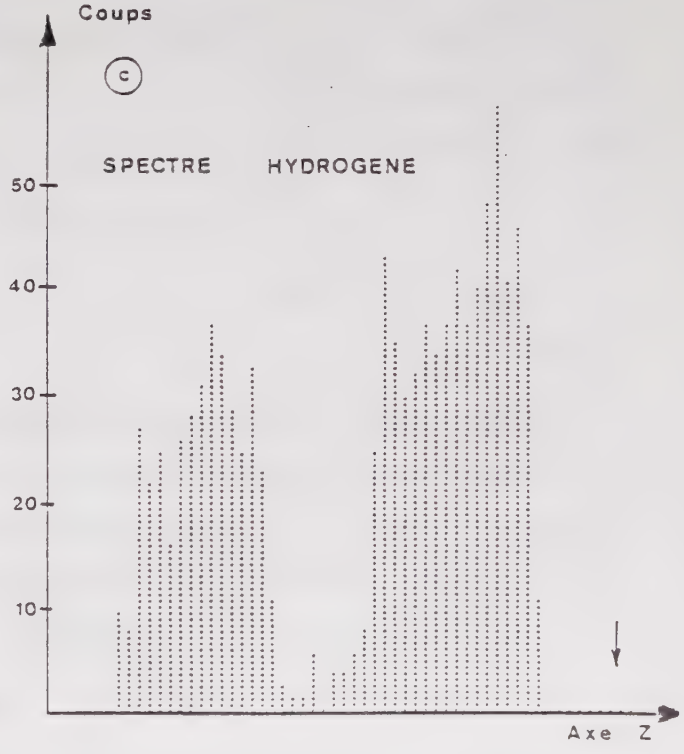


Figure 7 - Radiographie de l'hydrogène (axe Z) d'une cible H_2O + carbone en se servant des critères de sélection de coplanarité et de $\theta_1 + \theta_2$

$$N_v = \frac{N_a}{A} \rho$$

N_a = nombre d'Avogadro (6×10^{23})
A = masse atomique de la cible en gramme
ρ = la densité.

Mais la distribution spatiale des produits de réaction n'est pas isotrope. Il est bon alors de considérer la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ notée encore $d\sigma(\theta)/d\Omega$. La section efficace différentielle liée à la probabilité pour qu'une particule incidente soit diffusée à l'angle θ dans l'unité d'angle solide par une cible ne contenant qu'un noyau par unité de surface est :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} d\Omega. \tag{4}$$

En intégrant sur tout l'angle solide du détecteur on obtient :

$$dN_D = 0,6\ N_0 \frac{\rho}{A} dx \int_\Omega \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} d\Omega \tag{5}$$

$$dN_D = 0,6\ N_0 \frac{\rho}{A} dx\ \sigma(\Omega). \tag{6}$$

Dans ces formules σ est exprimée en barn (1 barn = 10^{-24} cm^2).

Puisque $\sigma = \int_{4\pi} \frac{\sigma\theta}{d\Omega} d\Omega$ on peut réécrire cette expression en fonction du volume élémentaire $\Delta V = S \cdot dx$ correspondant à une surface de S cm^2. Le nombre de particules diffusées est alors si S = 1 cm^2 :

$$\Delta N_D = 0,6\ N_0 \frac{\rho}{A} \Delta V\ \sigma. \tag{7}$$

En RDN on connaît N_0, et c'est la mesure de ΔN_D qui permet de déterminer la quantité $\frac{\rho}{A} \sigma$.

L'interaction nucléaire se faisant suivant différents processus (diffusion élastique, inélastique, quasi-élastique etc.) chacun d'eux a sa propre section efficace. C'est ainsi que, pour la RDN, et en fonction de ce qui a été dit au début du chapitre, nous parlerons de $\sigma_{el}(p,p)$, $\sigma_{q\text{-}el}(p,2p)$, $\sigma_{q\text{-}el}(p,pn)$.

Pour la diffusion sur l'hydrogène, la section efficace totale est :

$$\sigma_{tot}(p,p) = \sigma_{él.}(p,p) + \sigma_{inél.}(p,p)\ .$$

En RDN, la reconnaissance de diffusion sur ce noyau ne se fait que sur la diffusion élastique de section efficace $\sigma_{él.(H)}$.

Pour la diffusion quasi-élastique, la section efficace totale est :

$$\sigma_{q.él} = \sigma_{q.él}(p,2p) + \sigma_{q.él}(p,pn) .$$

Il est surtout interessant de connaître l'allure des sections efficaces différentielles car la RDN n'utilise pas tout l'angle solide de 4π.

Ordre de grandeur des sections efficaces

1. Diffusion élastique (cas de l'hydrogène)

La figure 8 donne la distribution angulaire des sections efficaces différentielles, totales et élastiques de la diffusion (p-p) à 660 MeV et 1000 MeV, construite à partir des tables de Bistricky et al. [13].

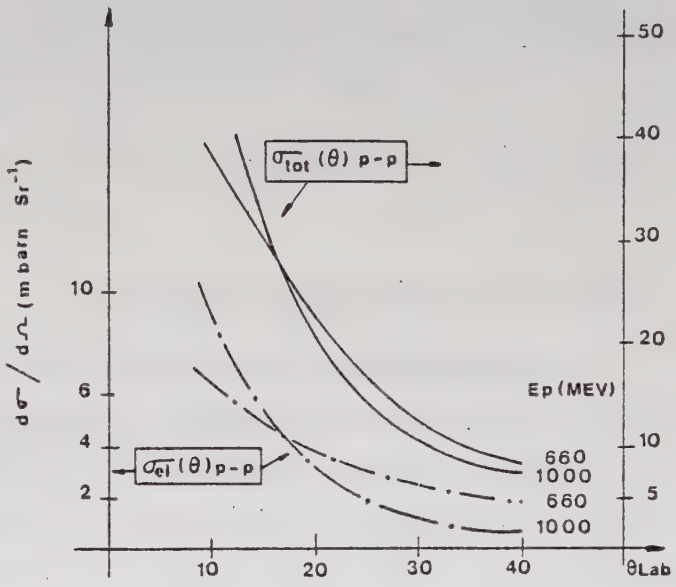
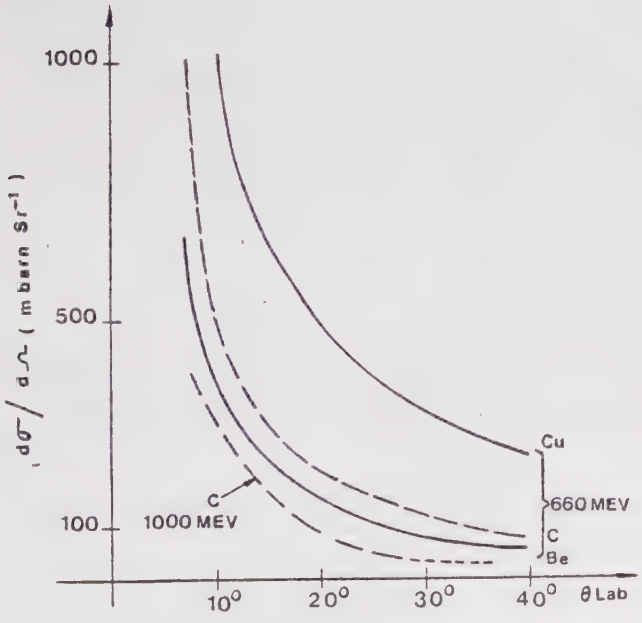


Figure 8 - Distribution angulaire $\sigma_{tot}(p\text{-}p)$ et $\sigma_{él.}(p\text{-}p)$ [13].

En intégrant $d\sigma_{él.(H)}(\theta)/d\Omega$ entre 15° et 40° (domaine angulaire généralement utilisé en RDN) soit un angle solide de 1.25 sr, on obtient une section efficace $\sigma_{él.(H)} \approx 15$ mbarn à 660 MeV.

2. Diffusion quasi-élastique p-noyau



Nous avons vu que ce processus est celui qui fournit à la RDN l'essentiel de l'information. La figure 9 donne la distribution de la diffusion quasi-élastique totale ($\sigma_{q.él}$) sur ^{6}Be, ^{12}C, ^{63}Cu à 660 MeV, ainsi que celle sur ^{12}C à 1000 MeV [13].

Figure 9 - Distribution angulaire de la diffusion quasi-élastique $\sigma_{q.él}$ pour ^{6}Be, ^{12}C, ^{63}Cu.

L'intégration de $d\sigma_{q.él}(\theta)/d\Omega$ de 15° et 40° donne pour la section efficace sur ^{12}C : $\sigma_{q.él}(C) \approx 150$ mbarn à 660 MeV.

Le rapport d'interactions sur l'hydrogène et sur l'ensemble des atomes, pour une cible $(CH_2)_n$ doit être théoriquement de $\frac{2 \times 15}{160 + 2 \times 15} = .16$ % à 600 MeV d'énergie des protons. En fait, nous avons observé un taux d'interaction ≈ 8 % pour une cible d'eau épaisse (20 cm), laquelle, à peu de chose près, présente la même section efficace, $\sigma_{q.él(C)} \approx \sigma_{q.él(0)}$ (cf.figure 7.a). Cette différence de valeur entre la valeur théorique et celle observée est due probablement au fait qu'une partie des protons de recul n'a pas suffisamment d'énergie pour sortir de la cible. A un angle de diffusion de 15°, l'énergie des protons diffusés E_D est 616 MeV ($E_D \simeq E_0 \cos^2\theta_D$) pour des protons de E_0 = 660 MeV. L'énergie du proton de recul est de $E - E_D$ = 44 MeV, soit un parcours de l'ordre de 2 cm dans l'eau. Alors qu'à θ_D = 30° le parcours du proton de recul correspondant est de ≈ 22 cm.

D. QUANTITES MESUREES PAR LA RDN

En fonction des sections efficaces de diffusion nucléaire des différents composants d'une cible moyenne, on peut exprimer le nombre ΔN_S de protons diffusés dans un volume élémentaire ΔV de densité ρ par :

$$\Delta N_S = 0{,}6\ N_0\ \Delta V\ \rho \sum_i \frac{a_i\ \sigma_i}{A_i}$$

a_i, A_i = fraction massique et masse atomique du i ième composant de ΔV
σ_i = section efficace exprimée en barn du i ième composant de ΔV
ΔN_S = nombre de protons diffusés par cm^3 de cible.

Par exemple, si l'élément de volume ΔV a la formule brute $C_n H_m O_p$, une densité ρ et une masse molaire équivalente A on a :

$$\sum_i \frac{a_i\ \sigma_i}{A_i} = \frac{12\ m}{A} \times \frac{1}{12}\sigma_C + \frac{n}{A}\sigma_H + \frac{16\ p}{A} \times \frac{1}{16}\sigma_0$$

$$\sum_i \frac{a_i\ \sigma_i}{A_i} = \frac{m\ \sigma_C + n\ \sigma_H + p\ \sigma_0}{A}\ .$$

On peut exprimer, ce qui revient au même, le nombre ΔN_S de protons diffusés dans un volume élémentaire ΔV en fonction de sa composition brute molaire par :

$$\Delta N_S = 0{,}6\ N_0\ \Delta V\ \rho\ \frac{\sum_i b_i\ \sigma_i}{\sum_i b_i\ A_i}$$

en posant b_i = nombre d'atomes du i ième composant, de masse atomique A_i, contenu dans la formule brute de l'élément de volume ΔV, de densité ρ.

Il faut noter en passant que N_0 fournit la dose déposée dans la cible.

Chaque élément de volume constituant l'ensemble du volume de l'objet radiographié donne un nombre de protons diffusés ΔN_S dépendant de la densité et de la masse atomique. Il peut être considéré dans l'ensemble du volume de l'objet comme une cible élémentaire de densité et de composition atomique constante.

En cela, la RDN est comparable, à une sensibilité de près décrite ci-dessous, à la radiographie par rayons X : c'est une radiodensitométrie ou tomodensitométrie si l'on se réfère à une coupe prise dans le volume.

Nous avons évoqué précédemment la possibilité d'isoler les réactions de diffusion nucléaire sur les noyaux d'hydrogène.

Radiographie H

La quantité N_H de protons diffusés sur l'hydrogène est exprimée par :

$$\Delta N_H = 0{,}6\ N_0\ \Delta V\ \rho\ a_H\ \sigma_H\ .$$

Cette radiographie, bien que donnant une information qualitative différente est également une radiodensitométrie.

Par contre, il est possible d'effectuer des opérations simples telles que multiplication et division de ces deux types de radiographies et de réaliser ainsi des radiographies H/S et H * S, en symbolisant par S la radiographie simple et par H celle de l'hydrogène.

Radiographie H/S

On obtient la quantité :

$$N_{H/S} \propto \frac{a_H\ \sigma_H}{\sum_i \frac{a_i\ \sigma_i}{A_i}} \qquad (10)$$

Nous voyons que ce type de radiographie devient indépendant de la densité.

Radiographie H × S

On obtient la quantité :

$$N_{H \times S} \propto \rho^2\ a_H\ \sigma_H \sum_i \frac{a_i\ i}{A_i}\ . \qquad (11)$$

Ce type de traitement donne une radiographie proportionnelle au carré de la densité.

L'ensemble de ces possibilités est illustré dans la planche 12. Elle confronte ces différences d'information sur des coupes horizontales, faites par RDN d'une tête humaine, de même épaisseur et de même géométrie. On peut y observer des sensibilités très différentes suivant le type de radiographie.

E. LONGUEUR D'INTERACTION NUCLEAIRE

C'est la longueur de matière L_I pour laquelle l'intensité du faisceau incident est diminuée d'un facteur 1/e par suite des réactions nucléaires.

Par intégration de l'équation (6) en fonction de x

$$N_D = N_0 \, e^{-0,6 \, \rho \frac{\sigma}{A} x} \tag{12}$$

$$\frac{N_D}{N_0} = \frac{1}{e} \Longrightarrow L_I = \frac{A}{0,6 \, \rho \, \sigma} \text{ cm.} \tag{13}$$

Pour l'eau L_I = 58 cm, et vaut L_I = 10,2 cm pour le fer.

La figure 10 donne les valeurs des longueurs d'interaction (en g/cm^2) en fonction de la masse atomique A pour les protons (E_p > 600 MeV) et pour des rayonnements électromagnétiques X (60 keV) et γ (3 MeV). On voit que les longeurs d'interaction nucléaire sont bien plus importantes que celles qui correspondent à l'interaction électromagnétique. Elles varient en sens inverse en fonction de A, de sorte que cette différence augmente avec la masse atomique. Cette propriété importante différencie fondamentalement l'information que peut donner la RDN, de celle donnée par radiographie X. En particulier, on peut envisager la possibilité pour la RDN de sortir du cadre de la seule radiographie biologique. Elle doit permettre, par exemple la détection et la localisation de défauts à l'intérieur de pièces métalliques épaisses.

La figure 11 illustre ce qui vient d'être dit à propos de la différence avec les rayonx X. Nous avons comparé dans une même cible la réponse de l'eau et celle du calcium. En radiographie X, chacun connaît le fort contraste et l'effet d'écran que représentent les os par rapport aux tissus biologiques, alors qu'en RDN, grâce à la longueur d'interaction des protons aux énergies utilisées, ce contraste est particulièrement atténué et l'effet d'écran n'existe pas.

Le tableau 1 donne les coefficients de transmission du faisceau pour des protons d'énergie supérieure à 600 MeV et des rayons γ de 3 MeV dans des cibles de cuivre et d'uranium de 2, 5, 10 et 20 centimètres d'épaisseur [25].

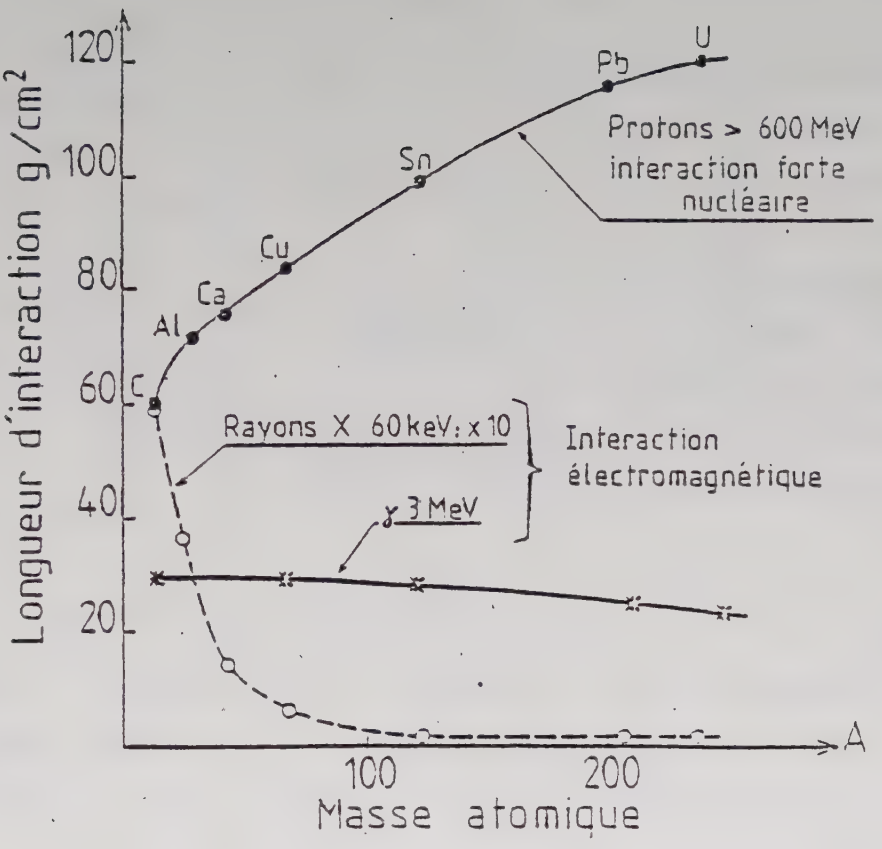


Figure 10 - Valeurs des longueurs d'interaction en fonction de la masse atomique A pour des protons (énergie > 600 MeV), des rayons X de 60 keV et γ de 3 MeV.

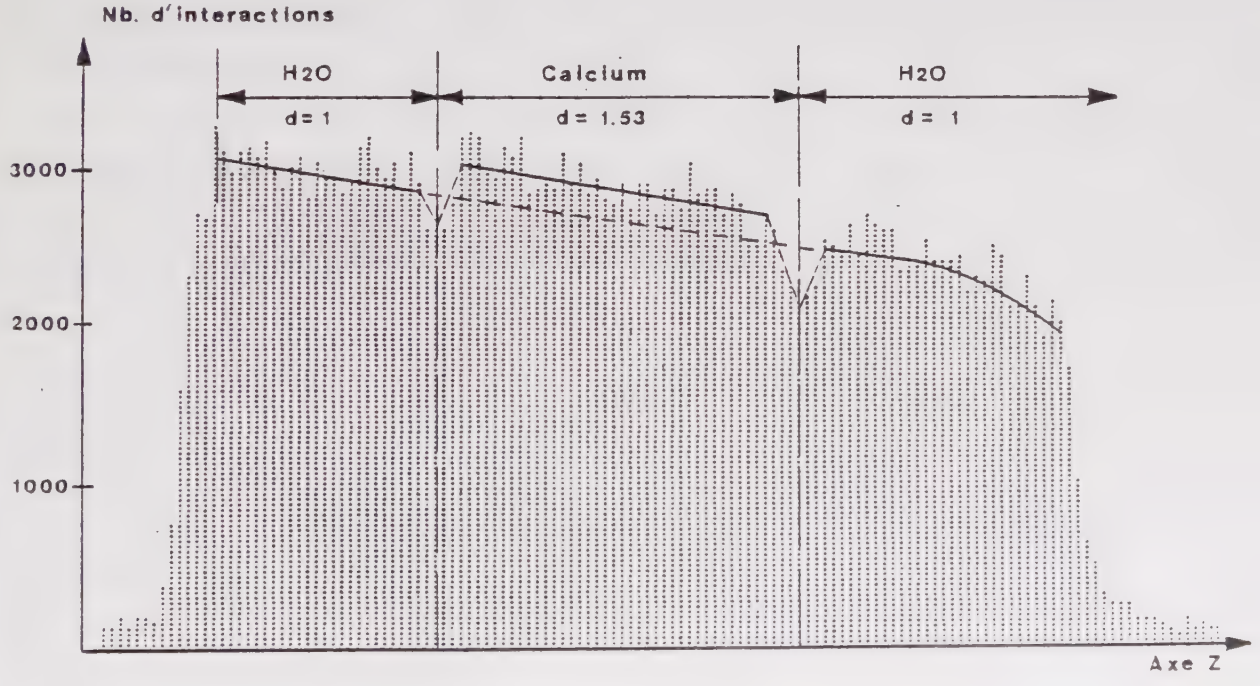


Figure 11 - Spectre en Z d'une cible H_2O - Ca - H_2O

Tableau I

Coefficient de transmission du faisceau pour des protons (E_p > 600 MeV) et des γ de 3 MeV

	2 cm		5 cm		10 cm		20 cm	
	P	γ	P	γ	P	γ	P	γ
Cuivre	0.87	0.64	0.71	0.2	0.51	0.04	0.26	1.7×10^{-3}
Uranium	0.85	0.19	0.66	0.016	0.43	3×10^{-4}	0.19	7×10^{-8}

Chapitre IV

ENSEMBLE EXPERIMENTAL

Il est composé de cinq parties distinctes :

- Un ensemble de détection et de localisation qui est l'appareil à radiographier proprement dit.

- Une électronique d'amplification, de mise en forme, de décision, de codage sélectif.

- Un SAR (Satellite d'Acquisition Rapide) [14] qui est un calculateur réalisé au DPh-N/ME de Saclay. Il traite l'information codée, calcule les coordonnées du vertex de réaction.

- Une mémoire de masse, gérée en matrice tri-dimensionnelle de 2×10^6 mots de 12 bits, dans laquelle sont rangés les événements en fonction des coordonnées spatiales du vertex calculé.

- Une unité de visualisation des tomographies de l'objet radiographié à partir des informations stockées dans la mémoire de masse.

A. ENSEMBLE DE DETECTION ET DE LOCALISATION

Il comprend (figure 13) :

- Un système de localisation des particules incidentes et des produits de la réaction nucléaire sur la cible.

- Un système de déclencheur (Trigger) indiquant qu'un "bon événement" a été détecté.

1. La localisation (figure 13)

L'ensemble comporte 4 détecteurs à localisation X, Y qui sont des chambres multifils classiques du type Charpak [15,16] : CH1, CH2, CH3, CH4.

Deux de ces détecteurs sont utilisés pour reconstituer les trajectoires dans l'espace du faisceau incident (CH1, CH2). Ils ont une surface de 400 cm^2 et des fils au pas de 1,27 mm soit 160 fils dans le plan horizontal (coordonnées X1, X2) et 160 fils dans le plan vertical (coordonnées Y1, Y2) soit au total 640 fils. la distance entre ces deux détecteurs est de 2049 mm. Ce groupe fait partie de ce que nous appellerons la "voie incidente".

Les deux autres détecteurs situés après la cible à radiographier sont également des chambres à fils, mais de 1 m^2 de surface (CH3, CH4). Elles localisent dans l'espace les trajectoires des produits de réaction venant de la cible. Le pas des fils est de 2 mm et, à raison de 512 fils par plan (soit 2048 fils au total), donnent les coordonnées X3, Y3, X4, Y4. La distance entre ces deux détecteurs est de 512 mm. Cette distance a été choisie d'une part pour une commodité de rentrée des données dans les programmes de reconstitution du vertex (tout comme la voie incidente), d'autre part pour que le détecteur CH4 puisse couvrir les angles de diffusion jsuqu'à 40° (pratiquement la totalité de la distribution angulaire des particules diffusées). Ce groupe de détecteur fait partie de ce que nous appellerons la "voie de diffusion".

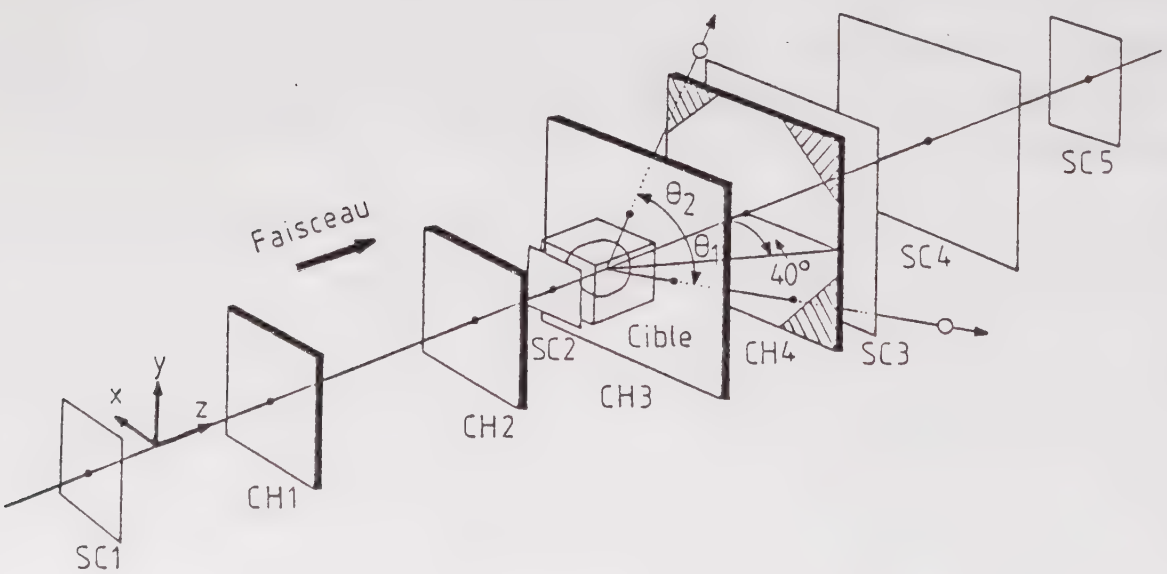


Figure 13 - Ensemble de détection pour la RDN

Actuellement les chambres à fils sont alimentées par un mélange gazeux composé de 35 % d'éthane et 65 % d'argon. Le choix de ce mélange permet, entre autres, de conserver l'information de l'ionisation primaire dans tout le "gap",

et, de ce fait, de localiser plus précisément la particule par un calcul simple de centroïd (la résolution est ramenée ains, en moyenne, au demi-pas des fils). Pour le faisceau incident, et pour bénéficier pleinement de cette interpolation, les chambres CH1 et CH2 sont inclinées de ≃ 6 degrés par rapport aux deux axes X et Y.

2. Déclencheur (figure 13)

Il est constitué par une batterie de scintillateurs SC1 à SC5 associés chacun à un photomultiplicateur. Il a pour fonction la discrimination d'un "bon événément", en associant temporellement les particules incidentes et les particules diffusées. Il autorise la prise en compte des impulsions au niveau de l'électronique.

- Sur la voie incidente, deus scintillateurs SC1 et SC2 en coïncidence déterminent le faisceau incident et sont utilisés également comme moniteur de dose d'irradiation (un collimateur d'ouverture réglable définit le champ d'irradiation choisi).

- Sur la voie de diffusion, trois scintillateurs SC3, SC4, SC5.

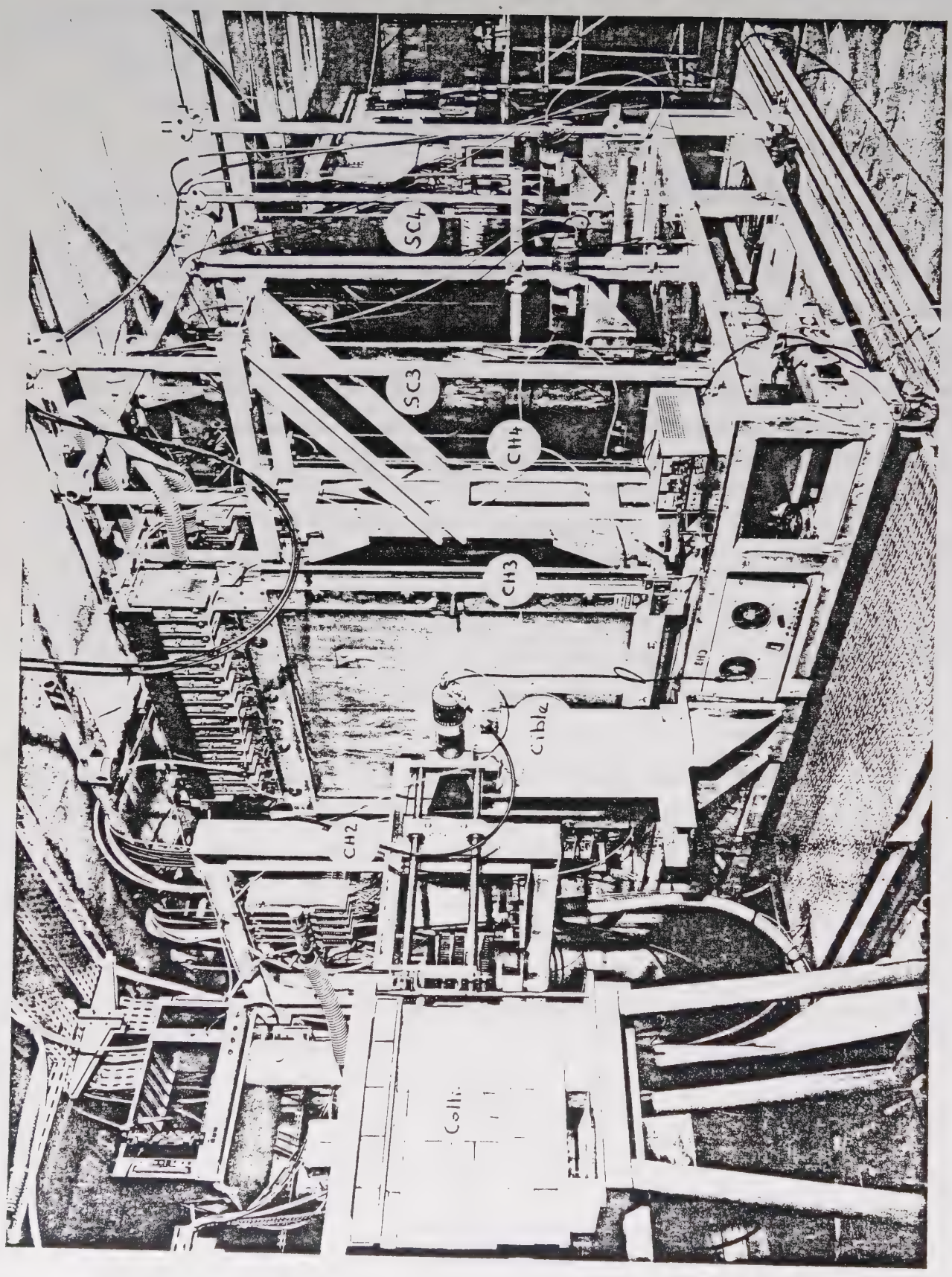
SC3 : il est conçu avec une partie vide au centre pour laisser passer le faisceau incident qui n'a pas réagi dans la cible. Il détecte les particules diffusées. Il est situé immédiatement derrière la chambre CH4 et est de mêmes dimensions.

SC4 : sa distance par rapport à SC3 est variable. Il est mis en anti-coïncidence avec SC3 pour permettre, en fonction de cette distance, de couper des angles de diffusion plus ou moins petits (les petits angles induisent, nous le verrons, une imprécision sur l'axe Z lors de la reconstitution du vertex).

SC5 : est utilisé en anti-coïncidence sur l'ensemble pour éliminer la partie du faisceau incident qui n'a pas réagi dans la cible afin de diminuer le taux de coïncidences fortuites.

Le déclencheur est de la forme logique :

$$\left[SC1 \cdot SC2 \cdot SC3 \cdot \overline{SC4} \right] \cdot \overline{SC5} \cdot$$



Vue du poste expérimental de RDN

B. ELECTRONIQUE - SAR - MEMOIRE DE MASSE

L'électronique de chaque plan de fils est organisée en plusieurs niveaux :

- les voies élémentaires (une voie par fil),
- les sections, constituées de 16 voies élémentaires,
- la lecture des sections touchées, le codage de l'adresse des fils touchés et le calcul logique du centroïd de la trace,
- une mémorisation dans une petite mémoire tampon (FIFO),
- la lecture de la FIFO de chaque plan de fil et le transfert des données vers le calculateur pour le traitement.

Cette électronique [17] a été conçue pour traiter en ligne environ 50 000 événements par seconde. Le cycle utile de l'accélérateur Saturne auprès duquel est montée l'expérience, a un cycle utile de l'ordre de 40 % ; ceci représente donc une fréquence d'acquisition de l'ordre de 125 KHz. On en déduit que le temps total de traitement devrait être inférieur à 8 µs compte tenu de l'arrivée aléatoire des événements.

I. La voie élémentaire (figure 14)

C'est une voie électronique associée à chaque fil des détecteurs CH1, CH2, CH3, CH4. Elle comprend un amplificateur à faible impédance d'entrée. Son gain est tel qu'il permet d'obtenir une sensibilité du discriminateur, ramenée à l'entrée de l'amplificateur, de l'ordre de 0,5 µA à 1 µA.

Un élément de retard du signal est inséré pour permettre l'échantillonnage de la voie, à partir d'un signal fourni par le déclencheur. Le signal échantillonné est mis alors dans un premier niveau de mémoire. Cet ensemble de fonctions est réalisé par un circuit LECROY PC800, qui a été choisi pour ses bonnes caractéristiques de stabilité de seuil et de délai. Il possède en autre, un double circuit de retard, ce qui nous permet de réduire à 50 ns l'intervalle minimum devant séparer deux événements pour qu'ils soient pris en compte. Cette particularité a conduit à rajouter au circuit LECROY un second niveau de mémoire. La sortie du premier niveau vers le second sera conditionnée par un signal d'autorisation de transfert délivré quand le premier événement aura été codé et qu'en plus aura été détectée la présence effective d'un second événement durant le temps de codage du premier.

II. La section (figure 14)

Elle regroupe 16 voies élémentaires (16 fils). Un plan de fils sera constitué de 10 sections pour les chambres CH1-CH2 et de 32 sections pour les chambres CH3-CH4. Chaque section touchée fournit un signal de présence (Memory-or).

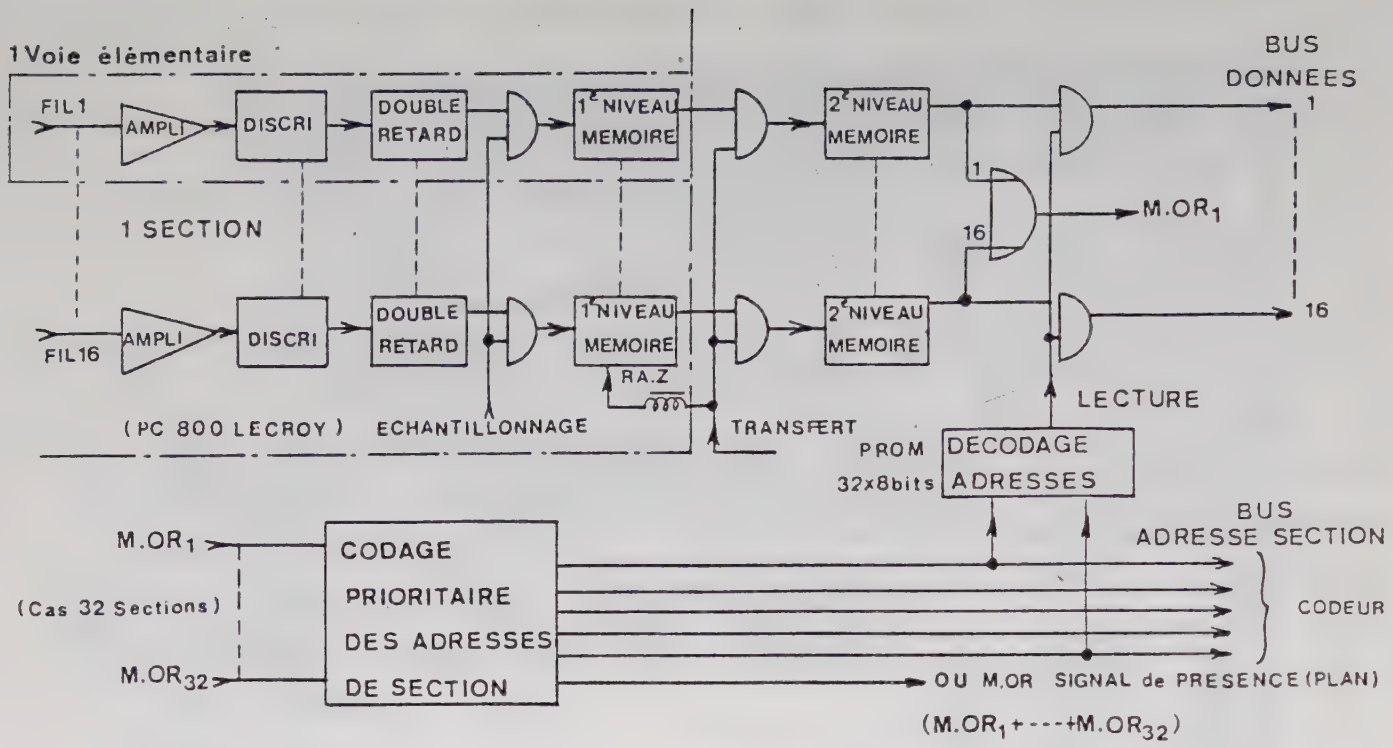


Figure 14 - Organisation d'une voie élémentaire et d'une section

C'est le traitement de ces signaux qui définira la lecture sélective des sections. En effet on ne vient lire que les sections présentant au moins 1 fil touché.

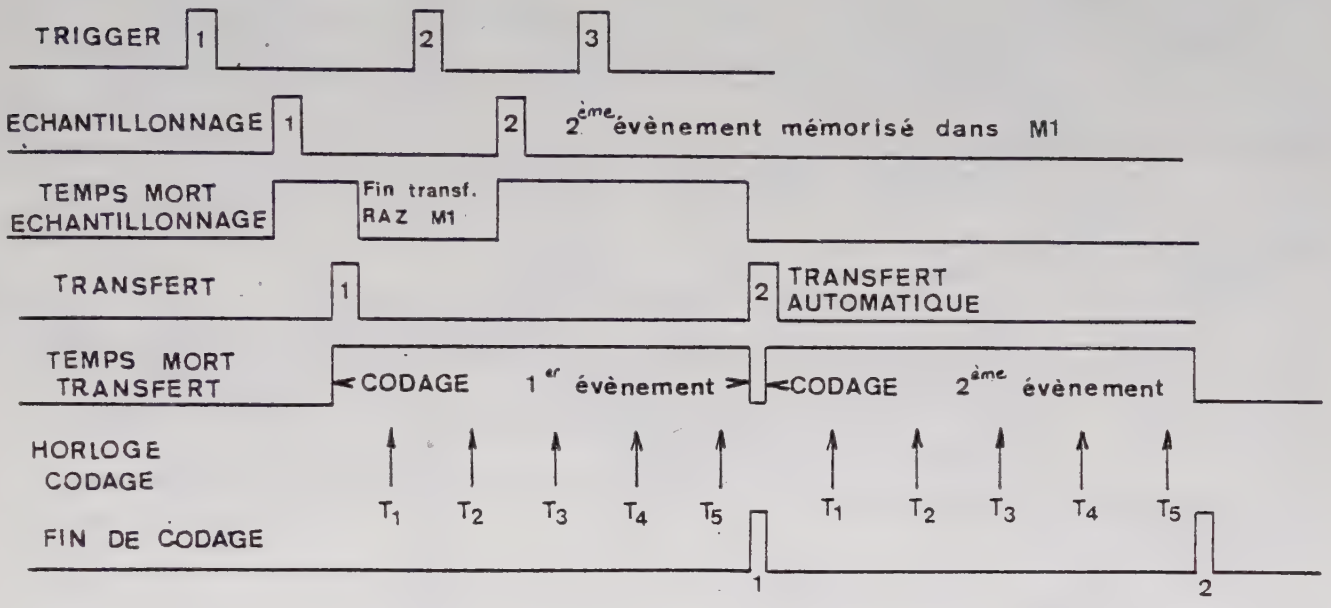
On définit un sens de lecture prioritaire qui est le même pour tous les plans X_i et le même pour tous les plans Y_i. La lecture sélective est réalisée par l'ensemble des OU-M.OR qui est codée par des encodeurs prioritaires, lesquels fourniront l'adresse de la section la plus prioritaire codée en binaire. Ce codage est envoyé comme adresse à une mémoire qui à été programmée précédemment, de telle manière que, pour cette adresse, elle fournit le signal de lecture de cette section (opération de décodage binaire-décimal).

Quand les informations correspondant à une section auront été acquises, on remettra à zéro le deuxième niveau de mémoire de cette seule section, ce qui entraîne l'obtention du signal de lecture de la section immédiatement moins prioritaire et ainsi de suite, jusqu'à un maximum de 4 lectures. En effet, pour diminuer à la fois le temps de lecture et le temps de traitement, il a été décidé de ne traiter qu'un maximum de 2 traces par plan (1 trace pouvant être à cheval sur 2 sections), ce qui correspond à l'événement le plus

complexe envisagé

Un signal de présence par plan est réalisé en faisant le "OU" entre les Memory-OR ce qui donne un OU-M.OR.

La figure 15 est le chronogramme du fonctionnement choisi pour un plan de chambre.



Sur les temps T1 T2 T3 T4 (transition positive de l'horloge), on mémorise dans les codeurs les données correspondant aux 4 lectures possibles

Figure 15 - Chronogramme de lecture des plans

III. Codage des plans de chambre - Les codeurs

A chaque plan de chambre est affecté un codeur (figure 17) organisé comme un système à propagation et travaillant sur une horloge.

Il aura les fonctions principales suivantes :

1. Mémorisation dans le registre M1 (22 bits) à l'instant T1 de l'adresse de la section lue, de l'état des fils de cette section et du signal de présence du plan associé.

2. de calculs : (entre T1 et T2)

- du centre de gravité logique qui fournit une précision du demi-pas des fils,
- de la largeur de la trace (cluster),
- si l'on a à faire à un cluster indépendant (CI) ou à un cluster unique

(CU) en fonction d'une largeur de "trou" (L_T) quand la trace est à cheval sur deux sections.

La figure 16 donne des exemples de codage.

FORMULES UTILISEES

	CENTRE DE GRAVITE 1/2 PAS	LARGEUR CLUSTER nb PAS	LT largeur fils inéfficaces
C.I	$2C = C_1 + \overline{C_2}$	$(\overline{C_1} + \overline{C_2} + 1) - 16$	$C'_1 + C_2 + 1$
C.U	$2C = C_1 + \overline{C'_2} + 16$	$\overline{C_1} + \overline{C'_2} + 1$	

si $\begin{cases} A' - A - 1 = 0 \\ \text{et} \\ L_T \leqslant \text{option} \end{cases} \Rightarrow CU$

$INIT + A' - A - 1 \neq 0 + L_T > \text{option} \Rightarrow CI$

EXEMPLES

CI $\begin{cases} C_1 = 11 & 2C_{CI} = 11 + 14 = 25 \quad (12,5) \\ C_2 = 1 & l_{CI} = 4 + 14 + 1 - 16 = 3 \end{cases}$

$LT = 1 + 1 + 1 = 3$ si L_T choisie $= 4 \Rightarrow CU$

$A' - A - 1 = 0$

CU $\begin{cases} C'_1 = 1 & 2C_{CU} = 11 + 3 + 16 = 30 \\ C'_2 = 12 & l_{CU} = 4 + 3 + 1 = 8 \end{cases}$

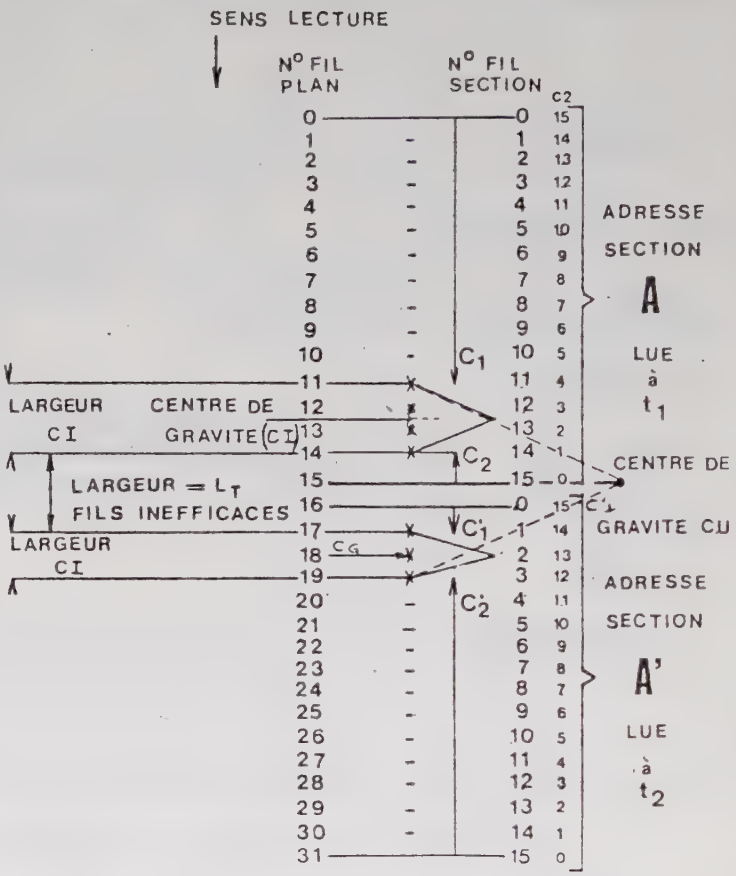


Figure 16 - Exemples de codage

3. de comparateur avec une présélection optionnelle sur : la configuration (nombre de traces acceptées sur le plan associé), le nombre maximal de fils touchés sur une trace, le nombre de fils "inefficaces" tolérés à l'intérieur d'un cluster (choix de 1 ou 2 traces quand deux sections adjacentes sont touchées).

Cette fonction de comparateur est essentielle car elle permet une grande souplesse dans le choix des paramètres cités. Par ailleurs, elle permet un rejet rapide de tout ce qui ne satisfait pas aux conditions finales choisies pour une acquisition de type donné.

4. de réinitialisation selective de la section lue.

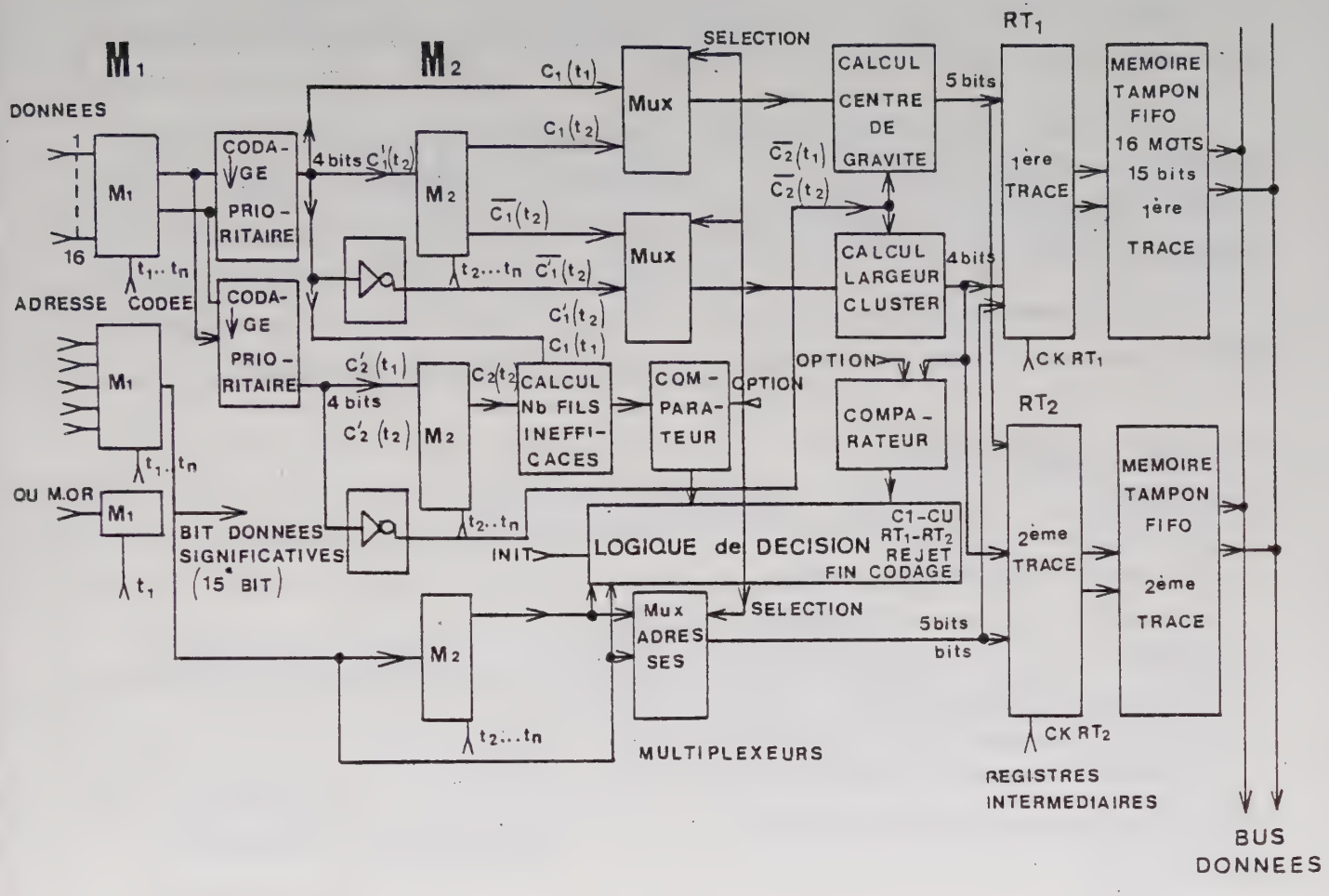


Figure 17 - Schéma synoptique d'un codeur

Comme nous avons choisi une "4 lectures" maximum, dans tous les cas on arrête le codage sur le temps T5 et le système fournit alors soit :

- un signal de fin de codage
- un rejet.

A ce moment-là, nous trouvons les informations intéressantes dans un (ou les 2) registre(s) intermédiaire(s) RT1, RT2, c'est-à-dire principalement la coordonnée de la (ou des) trace(s) dans le plan associé.

Actuellement la période de codage est de 600 ns (dont 200 ns imposées par des délais de câbles chambres → codeurs). Nous voyons donc que le temps de codage varie de 0,6 µs (1 trace, 1 section touchée) à 2,4 µs (2 traces, 4 sections touchées).

IV. Correlation des codeurs

1. Cas d'un rejet

Nous avons 8 codeurs car 8 plans de chambre pour obtenir les coordonnées (X1), (Y1), (X2), (Y2), (X3,X5), (Y3,Y5), (X4), (Y4).

Dès qu'une condition de rejet est élaborée à partir d'un des 8 codeurs, l'horloge de codage distribuée sur l'ensemble est arrêtée et l'on délivre un ordre de R.A.Z. général dans les bistables du deuxième niveau (figure 14) qui, en même temps, vient tester s'il y a eu un second événement durant le temps de codage du premier événement. Dans ce dernier cas, un signal de transfert automatique est élaboré et déclenche le codage du second événement.

2. Cas d'une fin de codage

On réalise le "ET" entre les "fin de codage" et le résultat

- . arrête l'horloge de codage
- . teste s'il y a un événement en attente
- . écrit dans les FIFOS (première information rentrée-première information sortie) le contenu des registres RT1, RT2.

Les FIFOS servent de mémoire tampon entre les codeurs et le calculateur SAR. Elles sont organisées en mémoire de 16 bits et d'une profondeur de 16 mots.

Le tableau ci-dessous présente trois exemples de configuration. On admet qu'à l'intérieur d'une même chambre à fils, on prend la même configuration pour les plans donnant les coordonnées X et Y.

Détecteur	CH1	CH2	CH3	CH4	Sélection
Configuration	1	1	1	1	1 particule dans chaque détecteur
	1	1	2	1	2 particules dans CH3
	1	1	1 ou 2	1	1 ou 2 particules acceptées dans CH3

V. Lecture des codeurs

Une horloge de lecture va permettre la lecture séquentielle des codeurs. Elle a une période de 150 ns. Après la dernière lecture, une demande d'interruption est envoyée au SAR. En même temps, on fait progresser d'un cran les données dans toutes les FIFOS.

Lorsque l'interruption SAR est reconnue, elle branche le programme principal à l'adresse du programme d'acquisition. Après avoir acquis ces données, le SAR renvoie un signal de fin de lecture qui autorisera, si nécessaire, une nouvelle séquence de lecture des FIFOS.

VI. LE SAR (Satellite d'Acquisition Rapide)

Construit autour de microprocesseurs en tranche AMD 2901, le SAR est un ordinateur de conception originale destiné à la mise au point, à l'acquisition et au traitement en ligne des expériences réalisées auprès de l'accélérateur Saturne. Il a été conçu et réalisé au DPh-N/ME de Saclay.

La mémoire du SAR est organisée en blocs de 32 K mots de 32 bits et est divisée en zone PROGRAMME et en zone DONNEES. La mémoire de données est organisée en mots de 8 bits (octets). Des instructions spécifiques permettent de lire ou d'écrire :

- des octets : 8 bits
- des demi-mots : 16 bits
- des mots : 32 bits.

Le champ de données inutilisé est mis à zéro lors des lectures. Un cycle SAR est égal à 280 ns.

Il déroule le programme de traitement qui consiste à obtenir, à partir des 8 ou 10 coordonnées, les 3 coordonnées spatiales X_R, Y_R, Z_R du vertex d'interaction nucléaire dans la cible. A partir de ces 3 coordonnées, on élabore une adresse pour une mémoire de masse et l'on envoie un ordre d'incrémentation automatique de +1 pour le contenu de cette adresse.

VII. La mémoire de masse

C'est une mémoire MOSTEK qui, compte tenu du volume des objets radiographiés et du découpage en volumes élémentaires envisagé, a une grande capacité : 2048 K mots de 12 bits.

Les 12 bits de contenu sont très largement suffisants si l'on considère la précision statistique que l'on peut obtenir ($\simeq$ 1,6 %).

Les caractéristiques de cette mémoire sont :

- un temps de cycle de 450 ns
- un temps d'accés de 250 ns.

Cette mémoire de masse est gérée en matrice tri-dimensionnelle M(X,Y,Z) pour laquelle chaque élément d'adresse correspond à un volume $\Delta V = \Delta X \times \Delta Y \times \Delta Z$, appelé "voxel". Quand un événement diffusé satisfait aux conditions $X \leqslant X_R < X+\Delta X$, $Y \leqslant Y_R < Y+\Delta Y$, $Z \leqslant Z_R < Z+\Delta Z$ un coup est ajouté à l'élément (X,Y,Z) de la matrice.

Lorsque la radiographie d'un objet est terminée (en acquisition de données), cette mémoire contient l'image densitométrique tridimensionnelle de cet objet. Une sauvegarde en est faite sur bande magnétique. C'est directement dans cette mémoire de masse, et à partir de programmes spécifiques chargés dans le SAR que se font les traitements nécessaires aux corrections de la matrice brute et la visualisation optionnelle sur écran TV à 16 niveaux de teinte d'une tomodensitométrie choisie à l'intérieur du volume radiographié.

La figure 18 donne un schéma général de l'ensemble de traitement et de visualisation à partir de l'élaboration des coordonnées X_i Y_i.

Remarque : *dans le cas d'une radiographie mixte, simple et hydrogène, la mémoire de masse peut être gérée en deux sous-matrices, chacune étant spécialisée.*

Limitation du nombre d'événements acquis :

Actuellement, une des limitations provient du traitement en ligne. Le temps de déroulement du programme d'acquisition et de calcul du vertex est de l'ordre de 40 µs. Comme nous sommes assujetis au cycle utile de Saturne, qui est en moyenne de 30 % à 40 %, la limitation actuelle est de l'ordre de 10 000 à 15 000 événements acquis par cycle (à 1 GeV, 1 cycle Saturne $\simeq$ 1,2 seconde).

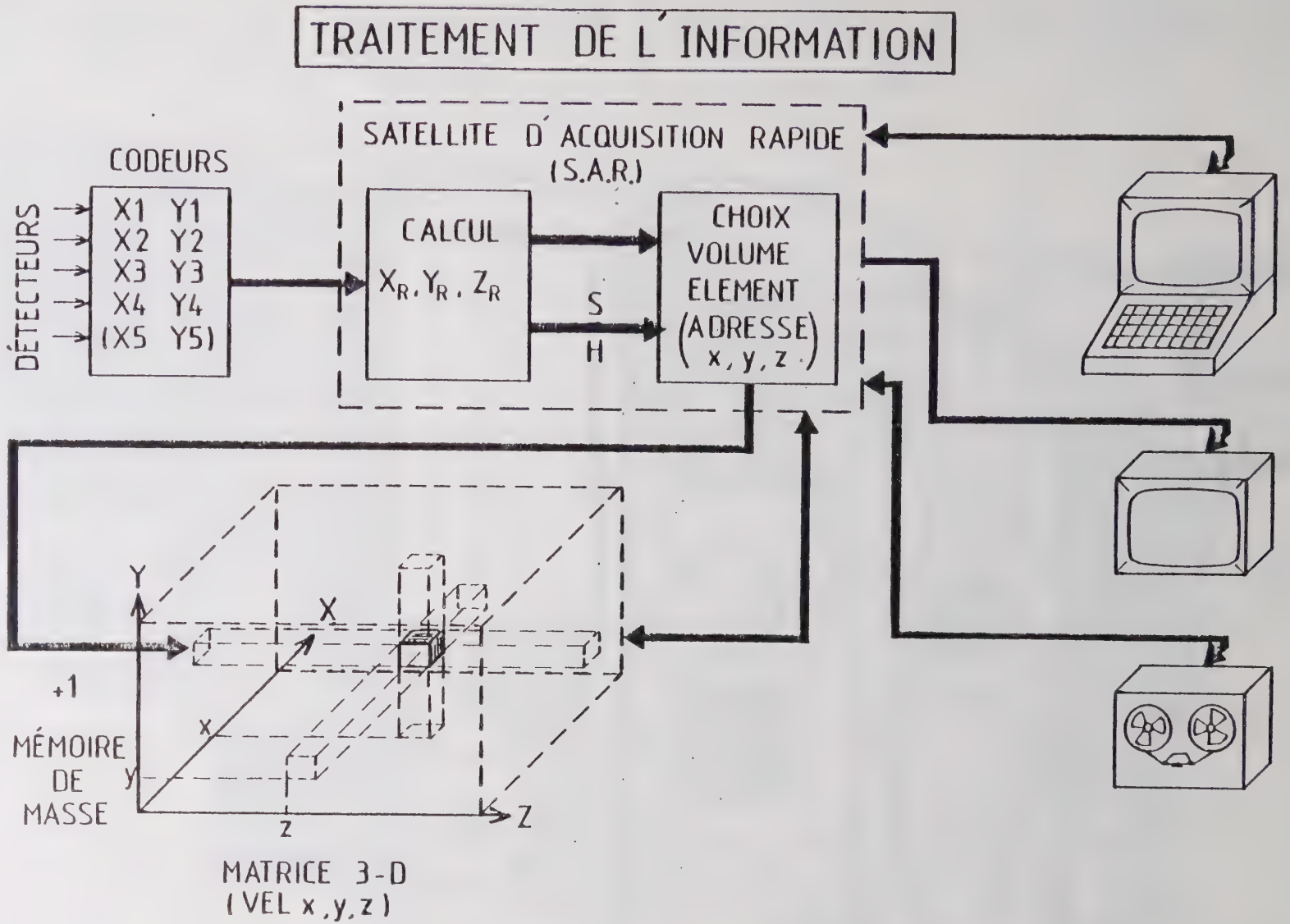
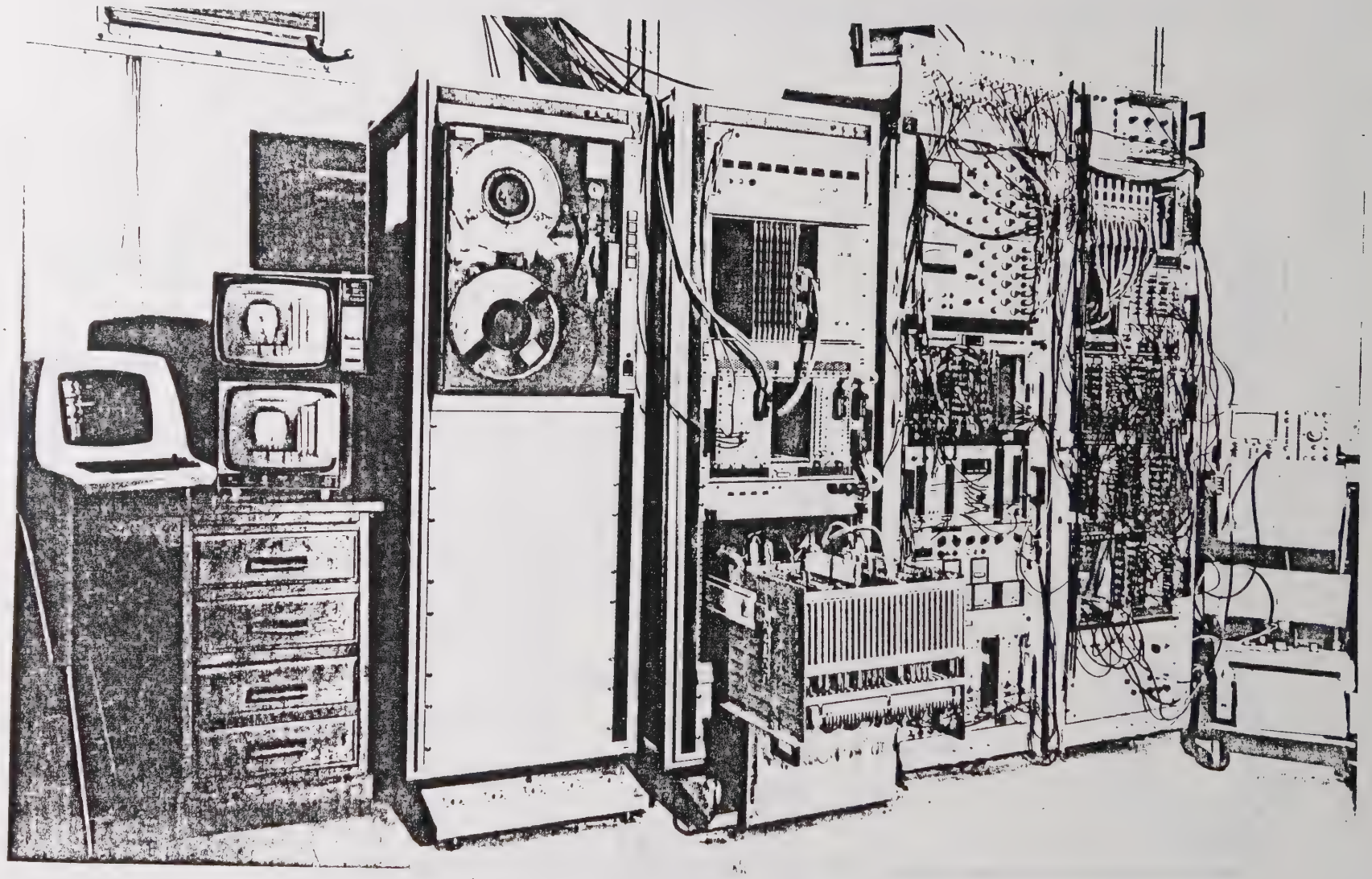


Figure 18 - Schéma synoptique du traitement de l'information depuis celle fournie par les détecteurs CH1, CH2, CH3, CH4 jusqu'au rangement dans la mémoire de masse dans une RDN



ELECTRONIQUE D'ACQUISITION ET DE TRAITEMENT

De gauche à droite : console conversationnelle ; visu image et unité de bande magnétique. 2ième baie : mémoire de masse (en haut) et SAR (en bas). 3ième baie : détection. 4ième baie : codeurs, échelles, électronique de coïncidence temporelle.

Chapitre V

LES LIMITES DE RESOLUTION ET DE SENSIBILITE DE LA RDN

Le calcul du vertex (cf.Annexe II) est réalisé à partir des coordonnées recueillies en sortie des codeurs : X1, Y1, X2, Y2, X3, Y3, X4, Y4 et X5, Y5 (pour une seconde trace dans le détecteur CH3). Ces coordonnées sont entachées d'incertitudes qui proviennent essentiellement des chambres à fils (erreur géométrique) et de la diffusion multiple coulombienne à laquelle sont soumis les protons lors de leur transit dans l'objet radiographié. De la composition de ces erreurs découle la résolution obtenue dans une RDN. En fait, certaines de ces erreurs peuvent être minimisées par une sélection *a priori* sur les événements acquis ou à acquérir. Des corrections *a postériori* sont appliquées à la matrice 3-D M(X,Y,Z) pour tenir compte de l'absorption et la distribution du faisceau incident, elles améliorent encore la qualité de la RDN. Nous verrons qu'il est possible de détecter des défauts plus petits que la résolution globale du système. Enfin, nous verrons une relation entre la sensibilité désirée et la dose nécessaire.

A. ETUDE DES ERREURS

1. Les erreurs géométriques dues à la détection

Le fait d'utiliser des chambres à fils donne, si l'on ne fait rien d'autre que de prendre l'information sur chacun des fils, une digitalisation de la localisation.

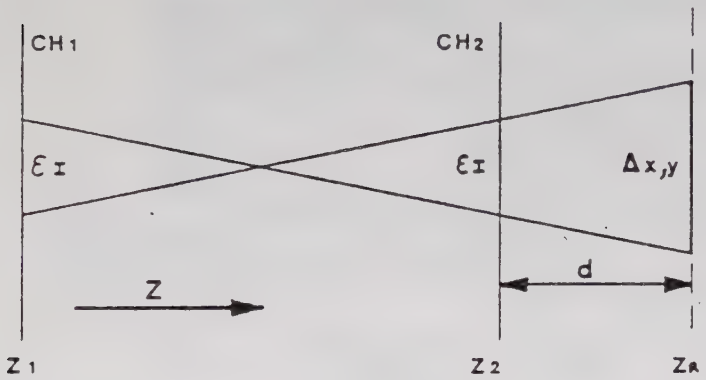
Le système électronique associé fait un peu mieux puisqu'il permet en principe une digitalisation égale au demi-pas des fils (il faut au minimum 2 fils touchés).

Rappelons que les coordonnées, X_R, Y_R et Z_R du vertex, sont fournies à partir des détecteurs CH1, CH2 situés en amont de la cible (droite incidente) et par ceux situés en aval CH3, CH4 (droite diffusée).

1. Erreur transverse

Pour des raisons de symétrie, l'erreur sur l'axe X est la même que celle sur l'axe Y

$$\Delta_X = \Delta_Y \quad \text{on symbolisera par } \Delta_{X,Y} .$$



Représentation de l'erreur transverse $\Delta_{X,Y}$ en fonction de l'erreur géométrique ε_I due aux détecteurs CH1 et CH2.

$$\Delta_{X,Y} = \varepsilon_I \left[1 + \frac{2d}{(Z_2 - Z_1)} \right]$$

En fait $\Delta_{X,Y}$ varie assez peu parce que d est relativement petit devant (Z_2-Z_1) et $\varepsilon_I < \Delta_{X,Y} < 1{,}5\ \varepsilon_I$.

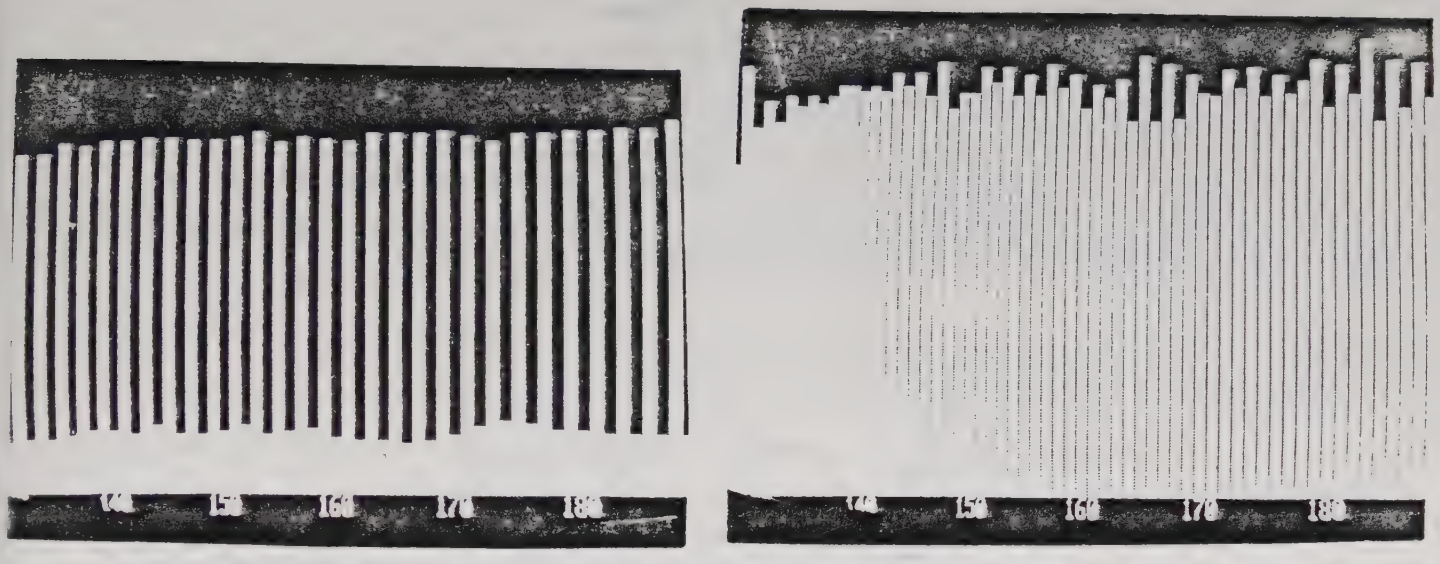
Le faisceau incident est un faisceau à trajectoires à peu près parallèles et perpendiculaires aux plans des fils. De sorte qu'en général, un seul fil est touché. Dans ce cas ε_I n'est autre que le pas des fils (1,27 mm), alors $1{,}3 \lesssim \Delta_{X,Y} \lesssim 1{,}9$ mm.

Afin d'améliorer cette précision et bénéficier du système électronique qui permet d'obtenir le demi-pas des fils comme résolution, nous avons incliné les détecteurs CH1, CH2 d'environ 6°. Ainsi, en général 1 à 2 fils sont touchés suivant la localisation de la trace incidente. On gagne donc un facteur 2 sur cette résolution soit $\varepsilon_I = 0{,}635$ mm.

Finalement, notre erreur transverse géométrique, à une distance d = 384 mm est :

$$\overline{\Delta_{X,Y}} = 0{,}9 \text{ mm} .$$

La figure 19 montre, au niveau du détecteur CH2, les effets décrits ci-dessus (1 canal = demi-pas de fil). La figure 19.a donne l'image d'un faisceau avec les plans de fils perpendiculaires à celui-ci. En général un seul fil est touché et ε_I = 1,27 mm.



19.a 19.b

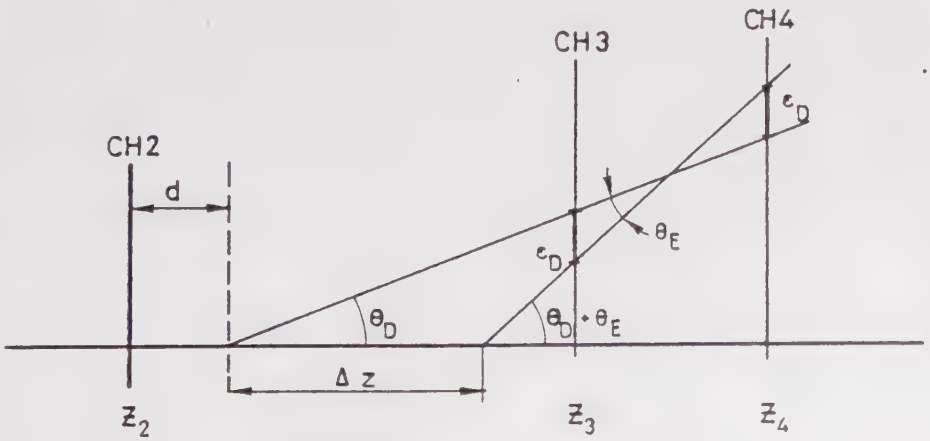
Figure 19 - (a) : 0 degrés d'inclinaison ; (b) 6 degrés d'inclinaison

La figure 19.b donne le résultat sur le même faisceau avec les plans de fils inclinés de 6°. La probabilité de toucher deux fils est égale à la probabilité d'en toucher un. Dans ce cas ε_I = 0,635 mm.

2. Erreur longitudinale Δ_Z

L'erreur longitudinale Δ_Z est fonction de trois paramètres :

. digitalisation du centroïd de la trace (ε_D),
. distance d (coordonnée Z de l'interaction nucléaire),
. angle de la particule diffusée (θ_D).



Représentation de l'erreur longitudinale Δ_Z en fonction de l'erreur géométrique ε_D due aux détecteurs CH3, CH4 et de l'angle de diffusion θ_D.

En fonction de ε_D, θ_D et θ_E l'incertitude Δ_Z est exprimée par :

$$\Delta_Z = \frac{1}{2}\left[Z_4 + Z_3 - 2d\right] \frac{1 + tg^2\,\theta_D}{tg\,\theta_D + tg\,\theta_E}\, tg\,\theta_E$$

avec

$$tg\,\theta_E = \frac{2\,\varepsilon_D}{Z_4 - Z_3} \frac{1}{1 + tg\,\theta_D \left(tg\,\theta_D + \frac{2\,\varepsilon_D}{Z_4 - Z_3}\right)} .$$

En première approximation et devant le domaine angulaire utilisé dans la RDN : $tg\,\theta_E$ et $2\,\varepsilon_D/(Z_4 - Z_3)$ sont petits devant $tg\,\theta_D$. On a donc :

$$\boxed{\Delta_Z \simeq \frac{\varepsilon_D}{tg\,\theta_D}\left[Z_3 + Z_4 - 2d\right] \frac{1}{Z_4 - Z_3}} \qquad (14)$$

Δ_Z varie comme $1/tg\,\theta_D$. On voit que Δ_Z diminue quand

- θ_D croît
- d croît. C'est-à-dire que l'interaction nucléaire se produit au plus près de CH3.

La mesure de la résolution en Z que nous avons faite avec intégration des angles de diffusion $13° < \theta_D < 40°$ et avec une plaque de 1 mm d'épaisseur nous a donné pour cette incertitude $\Delta_Z^{(FWHM)} \simeq 5$ mm à d = 350 mm.

Le tableau II donne les valeurs calculées de Δ_Z par la formule (14) pour différents θ_D ; deux valeurs de d et ε_D = 1,5 mm

θ_D	$\frac{1}{tg\,\theta_D}$	Δ_Z (mm)	
		$\varepsilon_D = 1,5$; $Z_3+Z_4 = 1536$; $Z_4-Z_3 = 512$	
		d = 200 mm	d = 400 mm
10°	5,67	18,91	12,25
15°	3,73	12,42	8,0
30°	1,73	5,76	3,73
40°	1,19	3,96	2,56

Tableau II

Variation de Δ_Z en fonction de l'angle de diffusion θ_D et de la distance d pour ε_D = 1,5 mm.

Si on prend pour valeur de ε_D le demi-pas des fils de CH3 et CH4, soit ε_D = 1 mm, alors l'erreur Δ_Z prend pour valeurs les 2/3 de celles calculées dans le Tableau II.

Compte tenu de la méthode de reconstitution (première méthode de calcul du vertex), du fait que la valeur ε_D sur les détecteurs CH3, CH4 varie de 1 à 2 mm selon θ_D et enfin que la section efficace augmente lorsqu'on se déplace vers les petits angles, on constate une assez bonne concordance entre Δ_Z moyen mesuré et calculé.

La résolution volumique ΔV limitée aux incertitudes de la détection :

$$\Delta V = \Delta_X \, \Delta_Y \, \Delta_Z$$

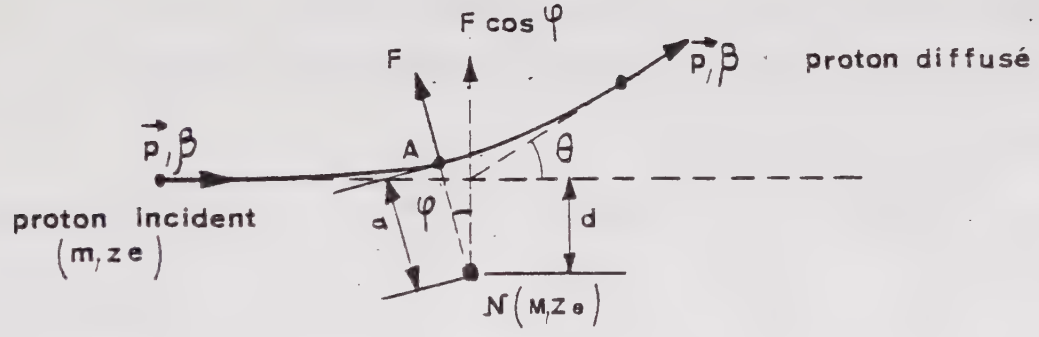
est donc de l'ordre de 4 à 5 mm^3.

Une autre source d'erreurs qui vient se superposer aux erreurs géométriques est la diffusion multiple coulombienne.

II. Erreurs dues à la diffusion multiple coulombienne (DMC)

1. Diffusion multiple coulombienne

C'est une interaction électromagnétique. Le proton incident passant au voisinage d'un noyau subit, de la part de celui-ci, une petite déviation due au champ coulombien répulsif d'autant plus marquée que son énergie est faible et qu'il passe près de celui-ci.



Interaction d'un proton avec un champ coulombien (diffusion multiple coulombienne).

La force F sur la particule supposée au point A sur la figure est égale en amplitude a :

$$\left(\frac{1}{4\pi \, \varepsilon_0}\right) \frac{z \, Ze^2}{a^2} \, .$$

Au niveau macroscopique considérons une particule chargée, de vitesse βc qui traverse une épaisseur ℓ de matière. Soit θ l'angle de déviation résultant de l'effet de répulsion du potentiel coulombien. La distribution de cette déviation est donnée en première approximation par [18]

$$f(\theta)\, d\Omega = \frac{1}{\pi\, \theta_0^2}\, e^{-\frac{\theta^2}{\theta_0^2}}\, d\Omega$$

avec $d\Omega = 2\pi \sin\theta\, d\theta \approx 2\pi\, \theta\, d\theta$ aux petits angles où

$$\theta_0 = \frac{E_s}{p\, \beta c}\, z_{inc} \sqrt{\frac{\ell}{L_R}} \left[1 + \frac{1}{9} \log_{10} \left(\frac{\ell}{L_R}\right)\right]$$

et suivant une projection sur un plan contenant la trajectoire de la particule :

$$g(\theta)_{proj}\, d\theta_{proj} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\, \theta_0}\, e^{-\frac{\theta^2_{proj}}{\theta_0^2}}\, d\theta_{proj}.$$

avec

$$\theta_0 = \theta^{RMS}_{spatial} = \sqrt{2}\, \theta^{RMS}_{proj} \quad (RMS = \text{écart standard}).$$

z_{inc} : est la charge de la particule incidente ($z = 1$ pour les protons)

L_R : la longueur de radiation

E_S : l'énergie seuil donnée par Rossi et Greisen [19]

$$E_s = (4\pi/\alpha)^{1/2}\, m_e c^2 \quad \text{où} \quad \alpha = Cte = e^2/\hbar c = 1/137\ .$$

Cette constante $E_S = 21$ MeV.

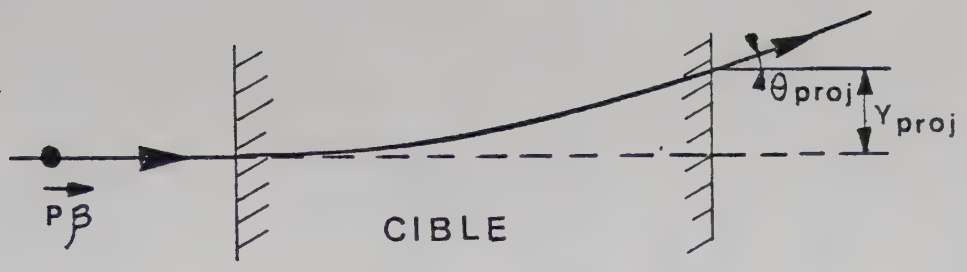
Le rapport ℓ/L_R est donc une épaisseur en longueur de radiation du matériau traversé.

En fin de compte on a pour la valeur de l'angle moyen de la diffusion coulombienne projeté sur un plan contenant la trajectoire de la particule et pour laquelle la distribution tombe à 1/e et pour des protons [20]

$$\theta^{RMS}_{proj} = \frac{15\ MeV/c}{p\ \beta} \sqrt{\frac{\ell}{L_R}} \left[1 + \frac{1}{9} \text{Log}_{10} \left(\frac{\ell}{L_R}\right)\right]\ . \qquad (15)$$

L'erreur due au déplacement est donnée par

$$Y^{RMS}_{proj} = \frac{1}{\sqrt{3}}\, \ell\, \theta^{RMS}_{proj} \qquad (16)$$



Déplacement Y_{proj} et déviation angulaire θ_{proj} subis par une particule chargée traversant une cible, sous l'influence de la diffusion multiple coulombienne (DMC)

Les limites de cette formule sont $10^{-3} < \ell/L_R < 10$ avec une erreur meilleure que 5 % et dans la limite des petits θ^{RMS}_{proj}. Pour $Z \lesssim 20$ cette erreur augmente quand Z diminue ($\approx$ 11 % pour l'hydrogène).

Nous sommes donc conduits à étudier l'importance de l'incertitude introduite par cette interaction. Ce facteur est d'autant plus important que l'énergie des particules est faible et que la masse superficielle traversée (ou le rapport ℓ/L_R) est grande.

Le tableau III donne quelques valeurs de L_R [21] ainsi que la perte d'énergie dE/dX pour des protons de 1 GeV [22].

Tableau III

	dE/dX (E_p = 1 GeV)		L_R	
Cible	$MeV.g^{-1}.cm^2$	$MeV.cm^{-1}$	$g.cm^{-2}$	cm
H_2O	2,03	2,03	36,08	36,08
Polyéthylène	2,09	$\approx$ 1,95	44,78	$\approx$ 48
Carbone	1,78	$\approx$ 2,76	42,70	$\approx$ 27,5
Aluminium	1,62	4,37	24,01	8,9
Fer	1,48	11,6	13,84	1,76
Plomb	1,13	12,8	6,37	0,56

2. Erreur transverse : $\Delta^{DMC}_{X,Y}$

Cette erreur est due au terme $Y = \frac{1}{\sqrt{3}} \ell \theta$ du faisceau incident le long de son parcours dans la cible jusqu'à l'endroit où se produit la diffusion nucléaire. La figure 20 donne pour quelques cibles et trois énergies - 600, 1000 et 1400 MeV - l'évolution du déplacement y^{FWHM}_{proj} en fonction de l'épaisseur de cible traversée, pour l'eau, le fer et le plomb.

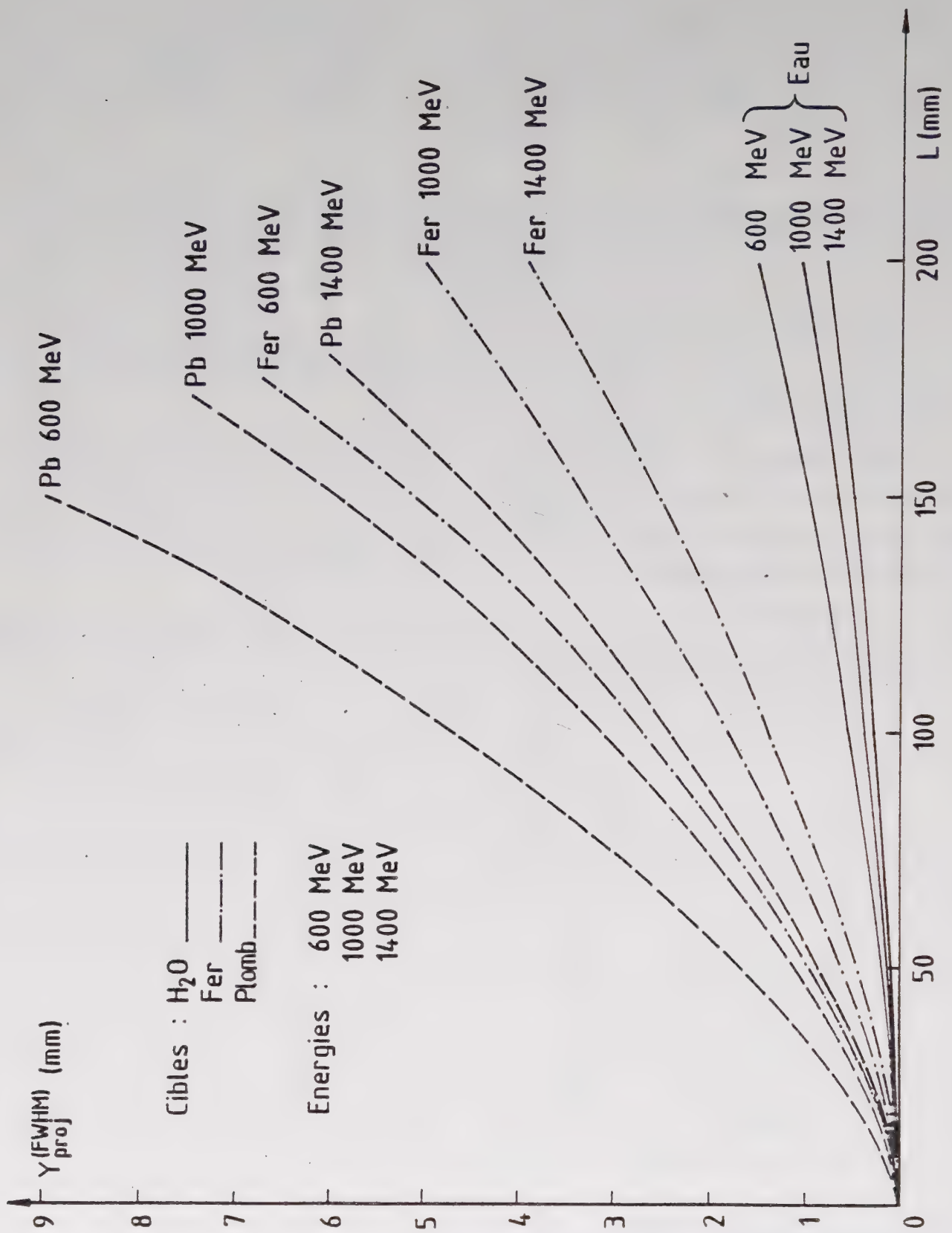


Figure 20 - Variation de $Y_{proj}^{(FWHM)}$ en fonction de l'épaisseur traversée λ pour des cibles d'eau, de fer et de plomb

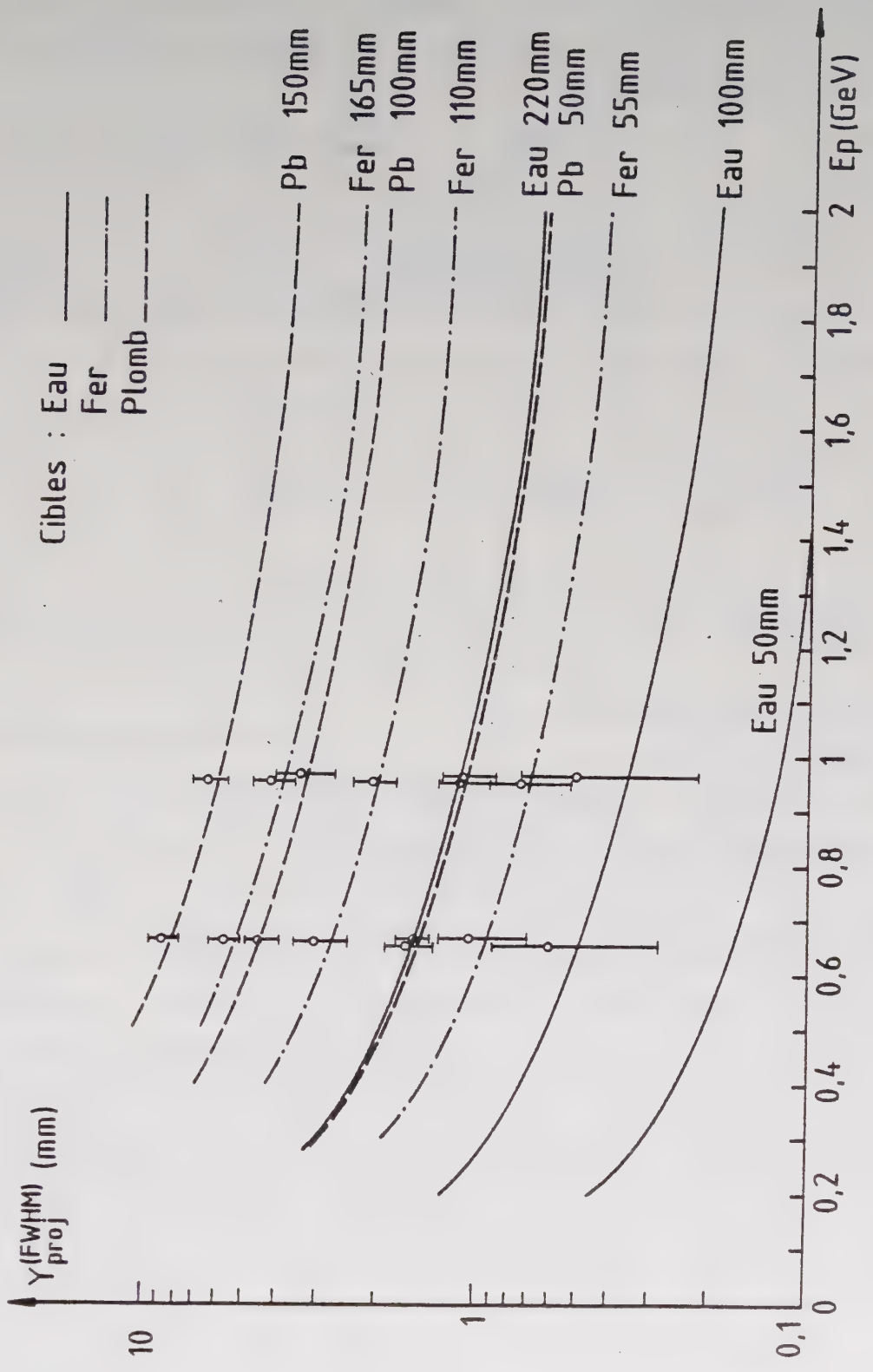


Figure 21 - Variation de $Y^{(FWHM)}_{proj}$ en fonction de l'énergie des protons incidents pour des cibles d'eau, de fer et de plomb d'épaisseurs différentes. ⊢⊣ : points expérimentaux.

Nous avons étudié, sur le poste expérimental de la RDN, des cibles d'eau, puis de fer et de plomb afin de comparer les résultats obtenus avec les formulations (15) et (16) pour des énergies de 650 et 950 MeV. La figure 21 montre les courbes théoriques sur lesquelles viennent se disposer assez correctement nos points expérimentaux. Sont figurées ici les valeurs du déplacement y_{proj}^{FWHM} en fonction de l'énergie des protons.

L'erreur Δ_X^{DMC}, Δ_Y^{DMC} est la même sur les deux axes X et Y pour des raisons de symétrie. On a :

$$\left(\Delta_{X,Y}^{DMC}\right)_{proj}^{RMS} = Y_{proj}^{RMS}.$$

L'erreur totale transverse due à la DMC (FWHM) est donnée par la formule

$$\boxed{\left(\Delta_{X,Y}^{DMC}\right)_{proj}^{FWHM} = \frac{20,44}{p\,\beta}\sqrt{\frac{\ell^3}{L_R}}\left[1 + \frac{1}{9}\,\mathrm{Log}_{10}\,\frac{\ell}{L_R}\right].} \qquad (17)$$

On note que $\Delta_{X,Y}^{DMC} \propto \ell^{3/2}$

$\Delta_{X,Y}^{DMC}$ est d'autant moins importante que :

. la cible est plus légère (L_R est plus grand),

. la distance parcourue dans la cible est plus petit (ℓ est plus petit),

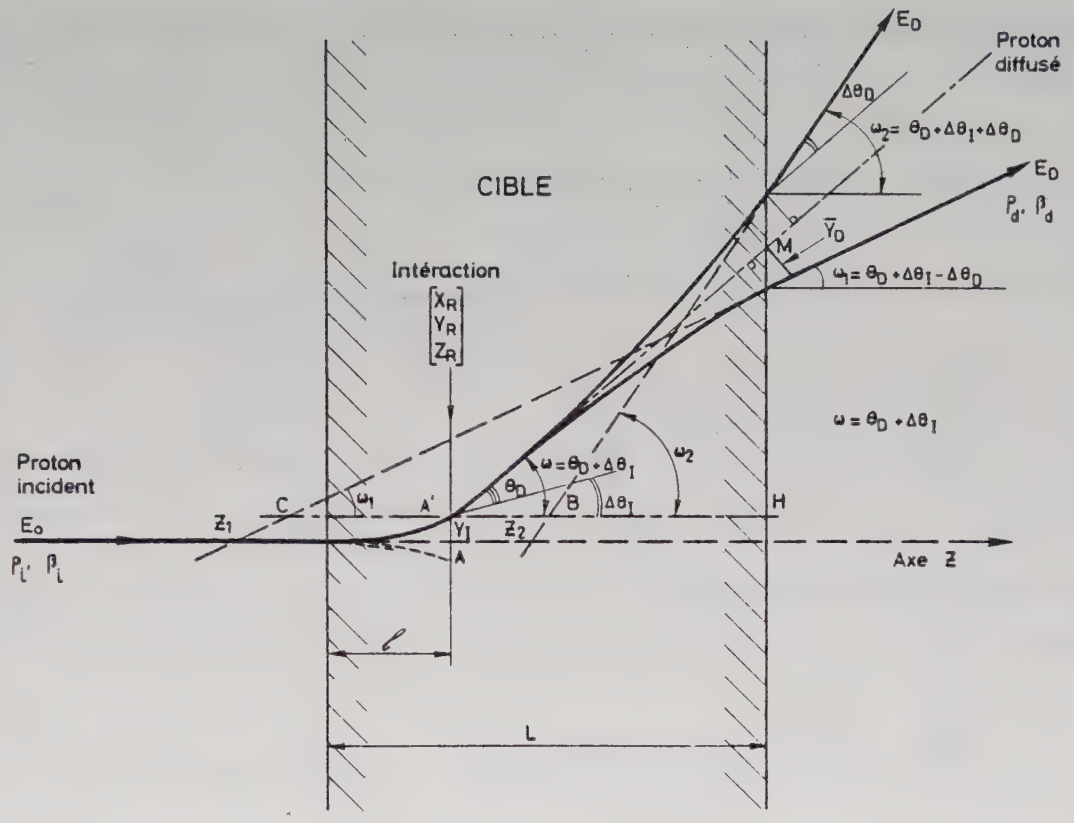
. l'énergie de la particule est plus grande ($p\,\beta$ est plus grand).

3. Erreur longitudinale : Δ_Z^{DMC}

Considérons un proton incident subissant une interaction à la distance ℓ de l'entrée d'une cible d'épaisseur L (voir figure ci-dessous). Il subit un déplacement Y_I(RMS) et une déviation angulaire $\Delta\theta_I$(RMS) dus à la DMC. L'interaction a lieu au point A'. La particule diffusée à l'angle θ_D subit également par influence de la DMC, un déplacement Y_D(RMS) et une déviation angulaire moyenne $\Delta\theta_D$(RMS). Le calcul de l'erreur longitudinale n'est pas simple. On pourrait se borner à calculer l'enveloppe maximum en Z qui serait la distance Z_1Z_2 de la figure.

Afin de mieux cerner la valeur de cette erreur longitudinale on fait les remarques suivantes :

- en général, la valeur de l'angle $\Delta\theta_I$ est petite,
- la diffusion réelle se passe au voisinage du point A.



Influence de la DMC sur les trajectoires du proton incident et du proton diffusé à l'angle θ_D lors d'une réaction nucléaire produite à une distance ℓ de l'entrée d'une cible d'épaisseur L

On fait les approximations suivantes :

- $\theta_D \pm \Delta\theta_I \simeq \theta_D$ (on sélectionne en général des $\theta_D > 15°$),
- la distance parcourue dans la cible par la particule diffusée au point A' de l'angle θ_D est constante et a pour valeur $(L-\ell)/\cos\theta_D$,
- le déplacement Y_D dû à la DMC sur la particule diffusée a une valeur moyenne

$$\bar{Y}_D = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{L-\ell}{\cos\theta_D} \Delta\theta_D \ .$$

Enfin nous faisons l'hypothèse que le déplacement Y_i et la déviation angulaire $\Delta\theta_i$ sont deux variables indépendantes.

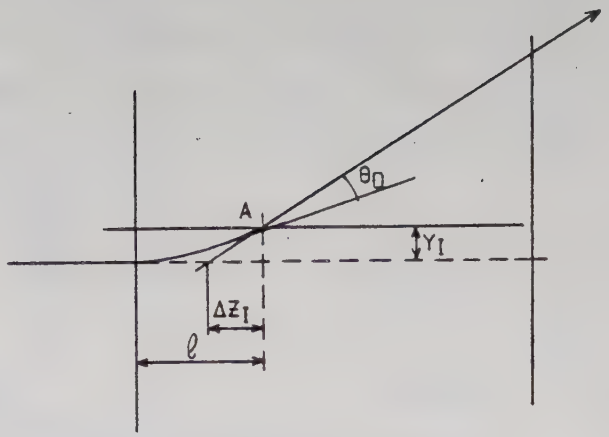
On est ainsi ramené à un calcul d'erreur à partir de trois variables indépendantes Y_I, $\bar{Y}_D$ et $\Delta\theta_D$ (on néglige l'influence de $\Delta\theta_I$ qui n'intervient qu'au second ordre) et dont les erreurs respectives dues à chaque variables se combinent quadratiquement.

a) Erreur ΔZ_I due au déplacement Y_I de la particule incidente sous l'influence de la DMC

$$\Delta Z_I = \frac{Y_I}{tg\ \theta_D} = \frac{1}{tg\ \theta_D}\frac{1}{\sqrt{3}}\ \ell\ \theta_I$$

en développant θ_I suivant (15) on obtient :

$$\Delta Z_I = \frac{K}{\sqrt{3L_R}}\frac{\ell^{3/2}}{tg\ \theta_D} \quad \text{avec} \quad K = \frac{Cte}{p_i\ \beta_i}$$



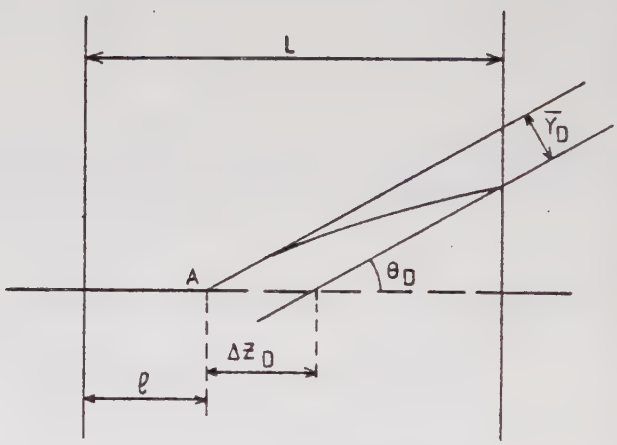
b) Erreur ΔZ_D due au déplacement $\overline{Y}_D$ de la particule diffusée sous l'influence de la DMC

$$\Delta Z_D = \frac{\overline{Y}_D}{\sin\theta_D} = \frac{1}{\sin\theta_D}\frac{1}{\sqrt{3}}\frac{L-\ell}{\cos\theta_D}\ \Delta\theta_D$$

en développant $\Delta\theta_D$ suivant (15) on obtient :

$$\Delta Z_D = \frac{K'}{\sqrt{3L_R}}\frac{1}{\sin\theta_D}\left(\frac{L-\ell}{\cos\theta_D}\right)^{3/2}$$

avec $$K' = \frac{Cte}{p_d\ \beta_d}$$

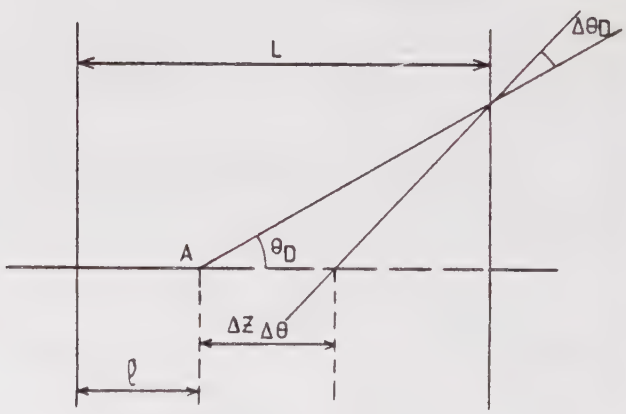


c) Erreur $\Delta Z_{\Delta\theta}$ due à la déviation angulaire de la particule diffusée sous l'influence de la DMC

$$\Delta Z_{\Delta\theta} = \frac{L-\ell}{\cos\theta_D\ \sin\theta_D}\ \Delta\theta_D$$

en développant $\Delta\theta_D$ suivant (15) on obtient :

$$\Delta Z_{\Delta\theta} = \frac{K'}{\sqrt{L_R}}\frac{1}{\sin\theta_D}\left(\frac{L-\ell}{\cos\theta_D}\right)^{3/2}$$



Ces trois erreurs étant indépendantes, elles se combinent quadratiquement, on a alors :

$$\Delta_Z^{DMC} = \sqrt{\Delta Z_I^2 + \Delta Z_D^2 + \Delta Z_{\Delta\theta}^2}$$

en remplaçant par les valeurs calculées, la valeur de l'erreur longitudinale Δ_Z^{DMC} due au MCS est finalement donnée par l'expression :

$$\Delta_Z^{DMC} = \frac{1}{\sqrt{3L_R}} \times \frac{1}{tg\ \theta_D} \sqrt{K^2\ \ell^3 + \frac{4\ K'^2 (L-\ell)^3}{\cos^5\theta_D}} \qquad (18)$$

La variation de cette erreur longitudinale Δ_Z^{DMC} résulte du produit d'un terme décroissant avec l'angle de diffusion ($1/tg\ \theta_D$) et de la valeur du radical. A angle de diffusion constant l'erreur comprend deux termes, un croissant avec ℓ, l'autre décroissant. La position du minimum correspond à la valeur de ℓ pour laquelle les pentes de chaque terme sous le radical sont égales et opposées.

On dérive par rapport à ℓ ces termes

$$\frac{d\ (K^2\ \ell^3)}{d\ell} = 3\ K^2\ \ell^2$$

et

$$\frac{d\ (4\ K'^2 (L-\ell)^3)}{d\ell} = -\frac{4\ K'^2}{\cos^5\theta_D} \times 3(L-\ell)^2$$

pour le minimum on a :

$$K^2\ \ell^2 = \frac{4\ K'^2}{\cos^5\theta_D} (L-\ell)^2$$

soit

$$\frac{\ell}{L-\ell} = 2\ \frac{K'}{K}\ \frac{1}{\sqrt{\cos^5\theta_D}}.$$

Pour les petits angles de diffusion $K \approx K'$ et $\cos\theta_D \sim 1$, la position du minimum est donc à $\ell = \frac{2}{3} L$.

Quand l'angle de diffusion θ_D augmente, ce minimum se déplace vers des valeurs de ℓ plus grandes. Sa position est située entre 0,7 L et 0,8 L quand θ_D varie de 15° à 35°.

La figure 22 représente la variation de Δ_Z^{DMC} pour un angle $\theta_D = 15°$, une énergie $E_0 = 1000$ MeV, en fonction de la valeur (ℓ) pour des cibles de fer de 5, 10, 15 et 20 centimètres d'épaisseur. Elle montre bien l'influence du terme $(\ell)^{3/2}$ sur la distribution de Δ_Z^{DMC}.

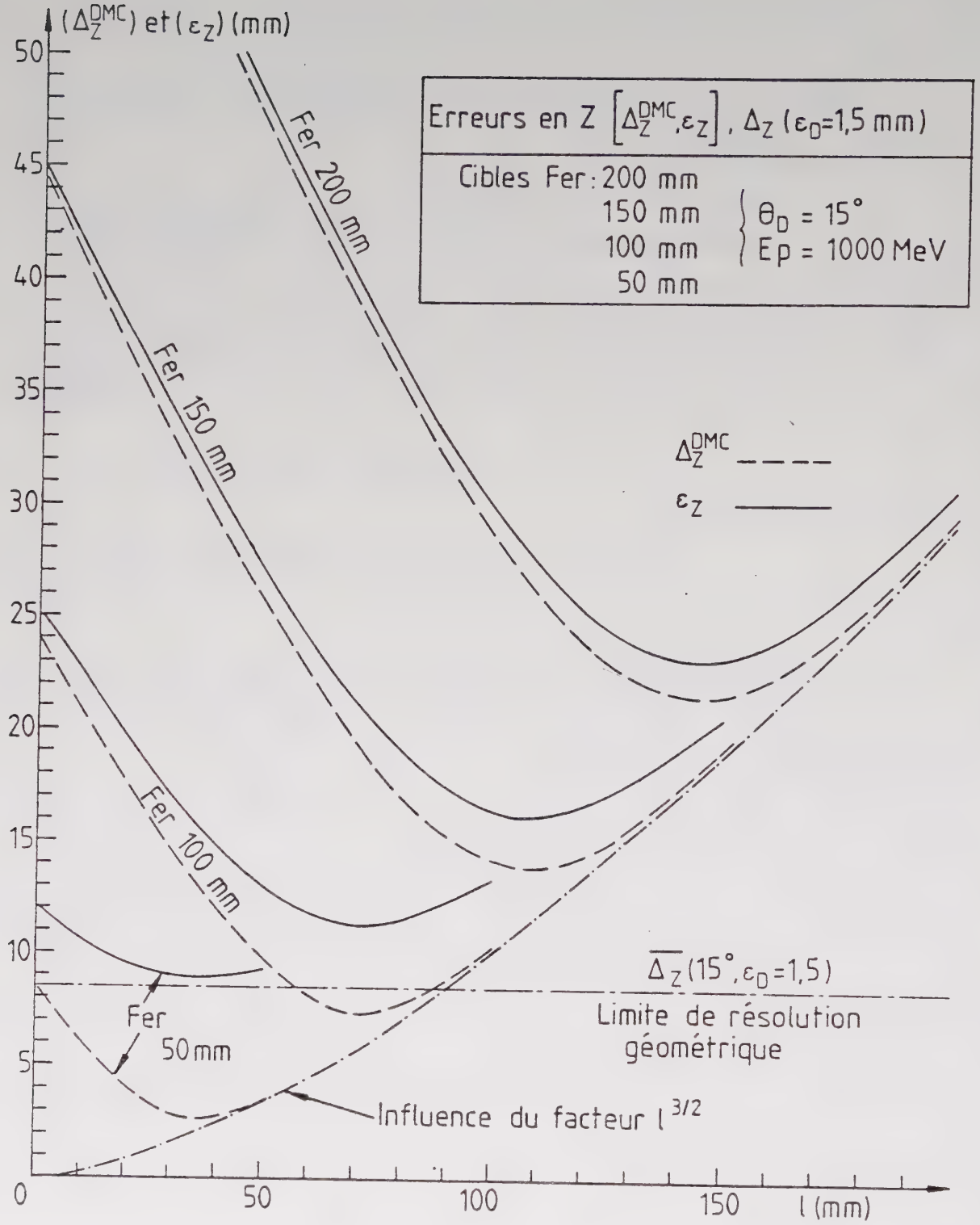


Figure 22 - Variation des erreurs Δ_Z^{DMC} et ε_Z à θ_D = 15 degrés et E_p = 1000 MeV dans 5, 10, 15 et 20 centimètres de fer. Mise en évidence du facteur $l^{3/2}$ de la DMC

La figure 23 montre la distribution de Δ_Z^{DMC} pour une cible de fer de 15 centimètres d'épaisseur en fonction de trois angles de diffusion θ_D = 10°, 15° et 30° pour deux énergies E_0 : 600 MeV et 1400 MeV.

La figure 23 montre le même type de distribution pour une cible d'eau de même épaisseur (15 cm) mais à un seul angle θ_D = 15° et trois énergies E_0 = 600, 1000 et 1400 MeV.

Enfin, si l'on fait la distribution angulaire complète, et quelles que soient la cible et l'énergie on trouve un angle θ_D optimal pour lequel Δ_Z^{DMC} a une valeur minimale. Cet angle est d'environ 30 degrés.

B. SOMME DES ERREURS ET RESOLUTIONS

1. Résolution transverse et longitudinale

a) erreur transverse totale : $\varepsilon_{X,Y}$. Elle est donnée par :

$$\varepsilon_{X,Y} = \left[\Delta^2_{X,Y} + \left(\Delta^{DMC}_{X,Y} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Le tableau IV donne l'erreur transverse totale $\varepsilon_{X,Y}$ (en mm) produite par des protons de 600, 1000, 1400 et 2000 MeV dans 5, 10, 15 et 20 cm d'eau et de fer.

Tableau IV

	$\varepsilon_{X,Y}$ eau (tissus biologiques)				$\varepsilon_{X,Y}$ fer			
Energies \ Epaisseurs (cm)	5	10	15	20	5	10	15	20
600 MeV	0,9	1,26	1,89	2,76	1,82	4,72	8,71	13,50
1 GeV	0,9	1,06	1,40	1,70	1,37	3,15	5,71	8,81
1,4 GeV	0,9	0,99	1,21	1,55	1,19	2,45	4,36	6,70
2 GeV	0,9	0,95	1,08	1,30	1,07	1,91	3,3	5,02

b) Erreur longitudinale totale : ε_Z. Elle est donnée par :

$$\varepsilon_Z = \left[\Delta^2_Z + \left(\Delta^{DMC}_Z \right)^2 \right]^{1/2}.$$

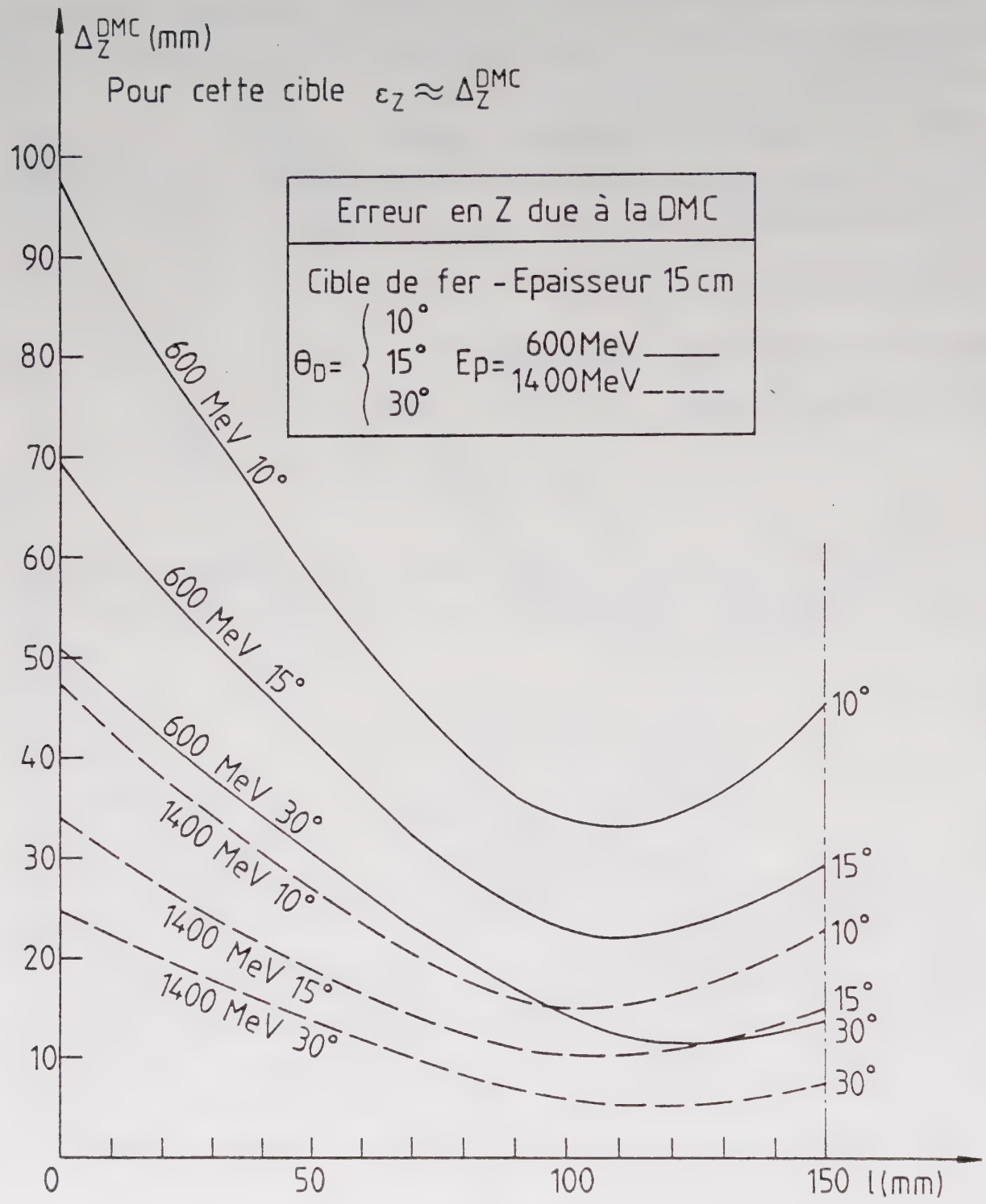


Figure 23 - Variation de Δ_Z^{DMC} en fonction de l'abcisse Z de l'interaction nucléaire dans une cible de fer de 150 mm d'épaisseur. Il faut noter que pour la nature et l'épaisseur de cette cible : $\varepsilon_Z \approx \Delta_Z^{DMC}$ (ε_D = 1,5 mm).

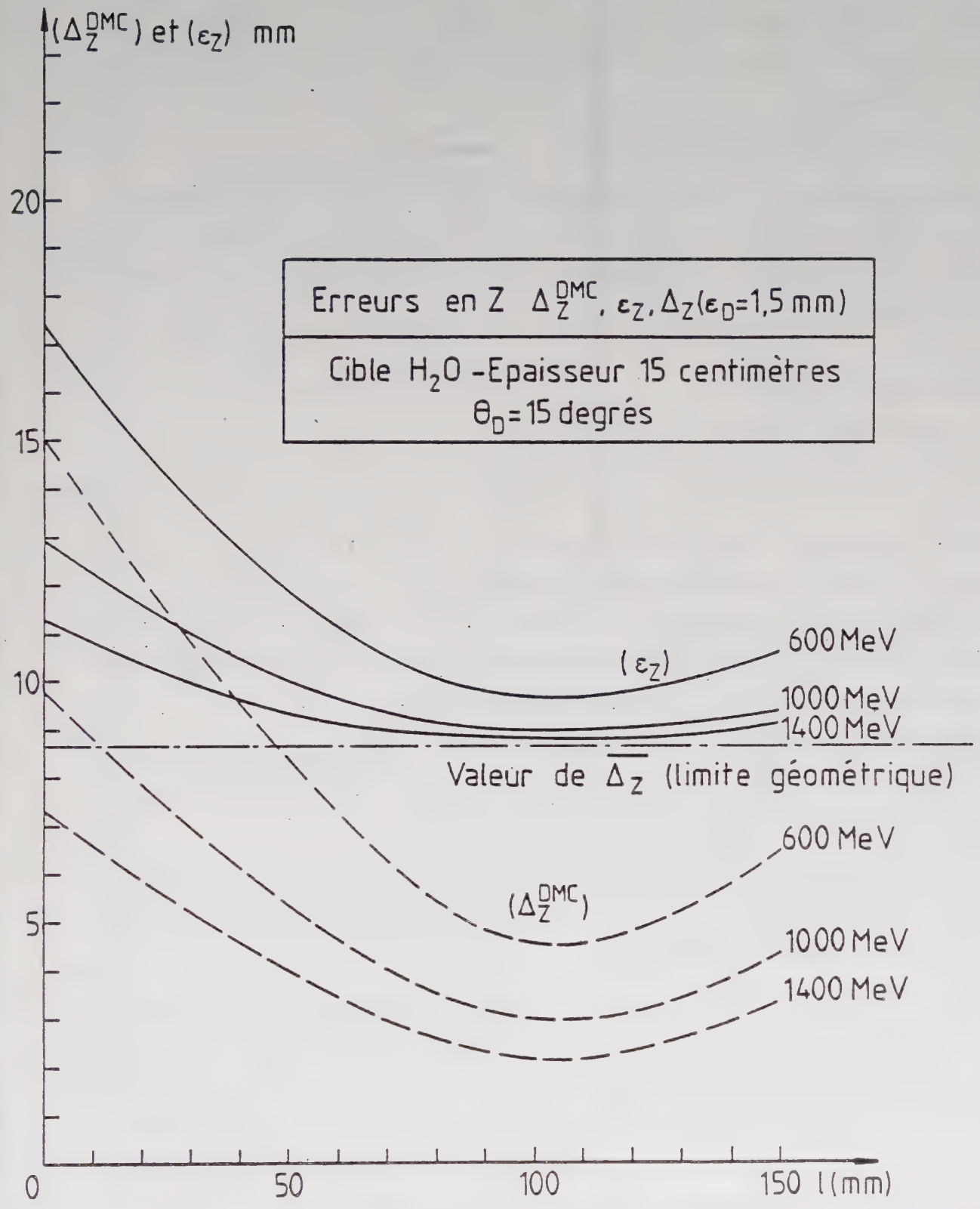


Figure 24 - Variation des erreurs Δ_Z^{DMC} et ε_Z à θ_D = 15 degrés dans une cible d'eau de 15 centimètres d'épaisseur et pour 600, 1000 et 1400 MeV d'énergie des protons incidents. On remarque la limitation due au facteur géométrique Δ_Z.

Mise à part la valeur de $\overline{\Delta_Z}$ que nous connaissons bien pour l'avoir mesurée (≈ 5 mm), celle de Δ_Z^{DMC} doit être prise sur les courbes ci-dessus ou calculée à partir de la formule (18). Pour le domaine angulaire utilisé dans la RDN, nous pouvons néanmoins dire que ε_Z est généralement très supérieure à $\varepsilon_{X,Y}$. Cette valeur dépend du domaine angulaire, mais aussi de l'abcisse Z observée à l'intérieur de la cible, de la nature de la cible, des énergies choisies. Ceci est illustré par les figures 22, 23 et 24.

On remarque que pour les cibles légères, comme les tissus biologiques, Δ_Z^{DMC} n'est pas le facteur déterminant de la résolution, mais plutôt la détection (Δ_Z). Pour des cibles plus lourdes, c'est Δ_Z^{DMC} qui devient rapidement le facteur déterminant dans la valeur ε_Z.

2. Résolution volumique : ε_V

La résolution volumique est définie par :

$$\varepsilon_V = \varepsilon_X * \varepsilon_Y * \varepsilon_Z \ .$$

Dans le tableau IV nous constatons que pour des épaisseurs de l'ordre de 10 cm pour l'eau et un peu moins de 5 cm pour le fer, la résolution $\varepsilon_{X,Y}$ est essentiellement due à la détection. Au-dessus de ces épaisseurs, le facteur déterminant devient la DMC, assez progressivement pour des cibles légères et très rapidement pour celles de numéro atomique élevé.

Nous savons que Δ_Z^{DMC} est proportionnel à $\ell^{3/2}$; nous pouvons donc dire qu'au-dessus d'une certaine épaisseur fonction de la cible, ε_V croît rapidement pour devenir proportionnelle à $\ell^{9/2}$.

La figure 25 montre le résultat d'un calcul de ε_V pour une cible de fer de 15 cm d'épaisseur pour θ_D = 10°, 15° et 30° et pour deux énergies 600 MeV et 1400 MeV de la particule incidente.

La figure 26 donne les résultats du même calcul pour une cible d'eau. Nous constatons que ε_V, à θ_D = 15° et E_o = 1400 MeV, ne varie que d'un facteur 1,6 sur l'épaisseur de la cible d'eau, alors qu'il est de 12 pour la cible de fer. A 600 MeV et toujours θ_D = 15°, ces valeurs deviennent respectivement : 3, 6 et 32.

On constate que le gain sur la résolution est pratiquement aussi important pour les cinq degrés compris entre 10 et 15 degrés que dans la tranche des quinze degrés suivants quand on passe de 15 à 30 degrés. On sent déjà tout l'intérêt de pratiquer une sélection sur le domaine angulaire utilisé.

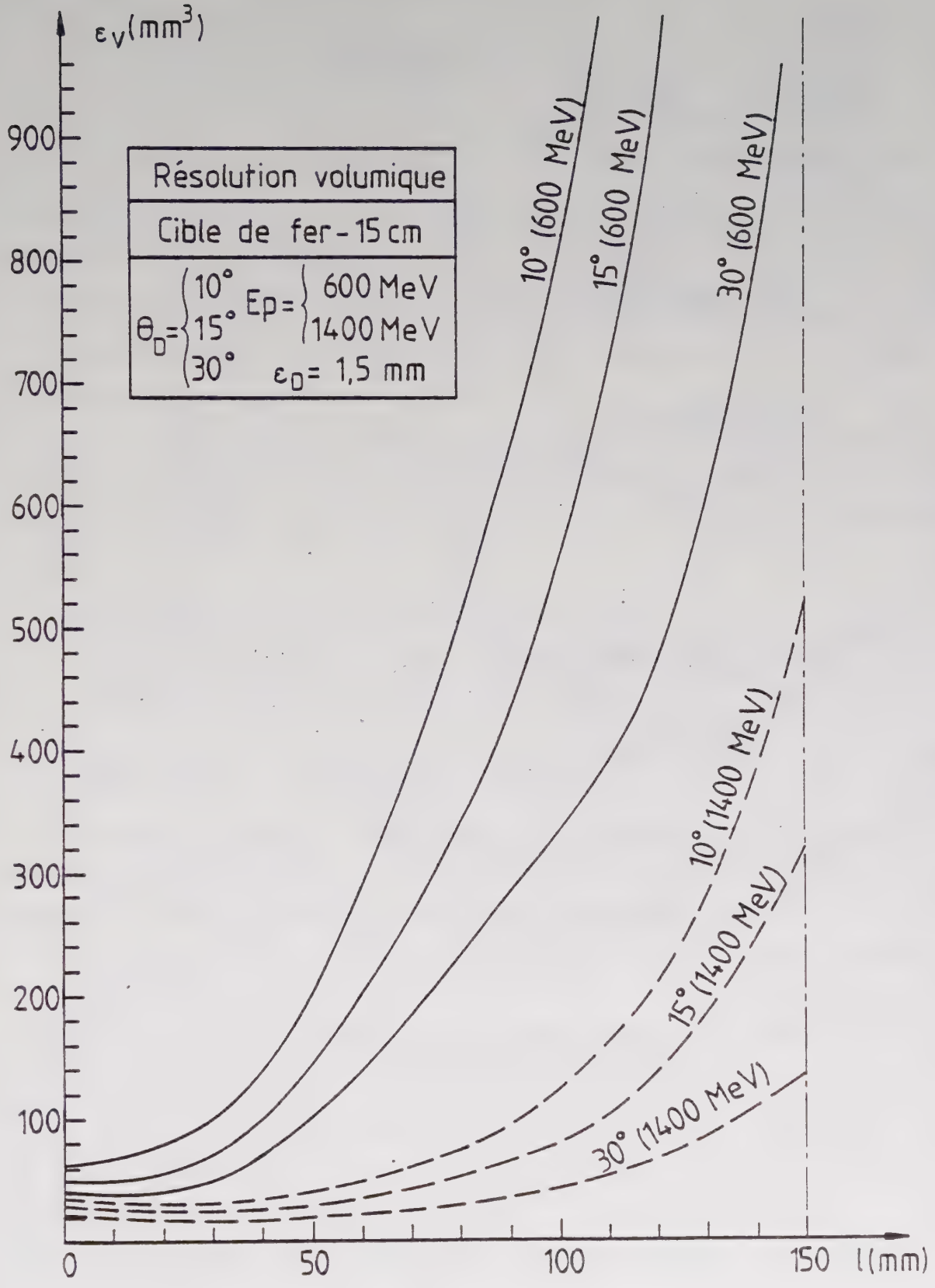


Figure 25 - Variation de la résolution volumique ε_V pour une cible de fer de 15 centimètres d'épaisseur en fonction de l'abcisse Z de l'interaction nucléaire pour θ_D = 10, 15 et 30 degrés et des protons de 600 et 1400 MeV

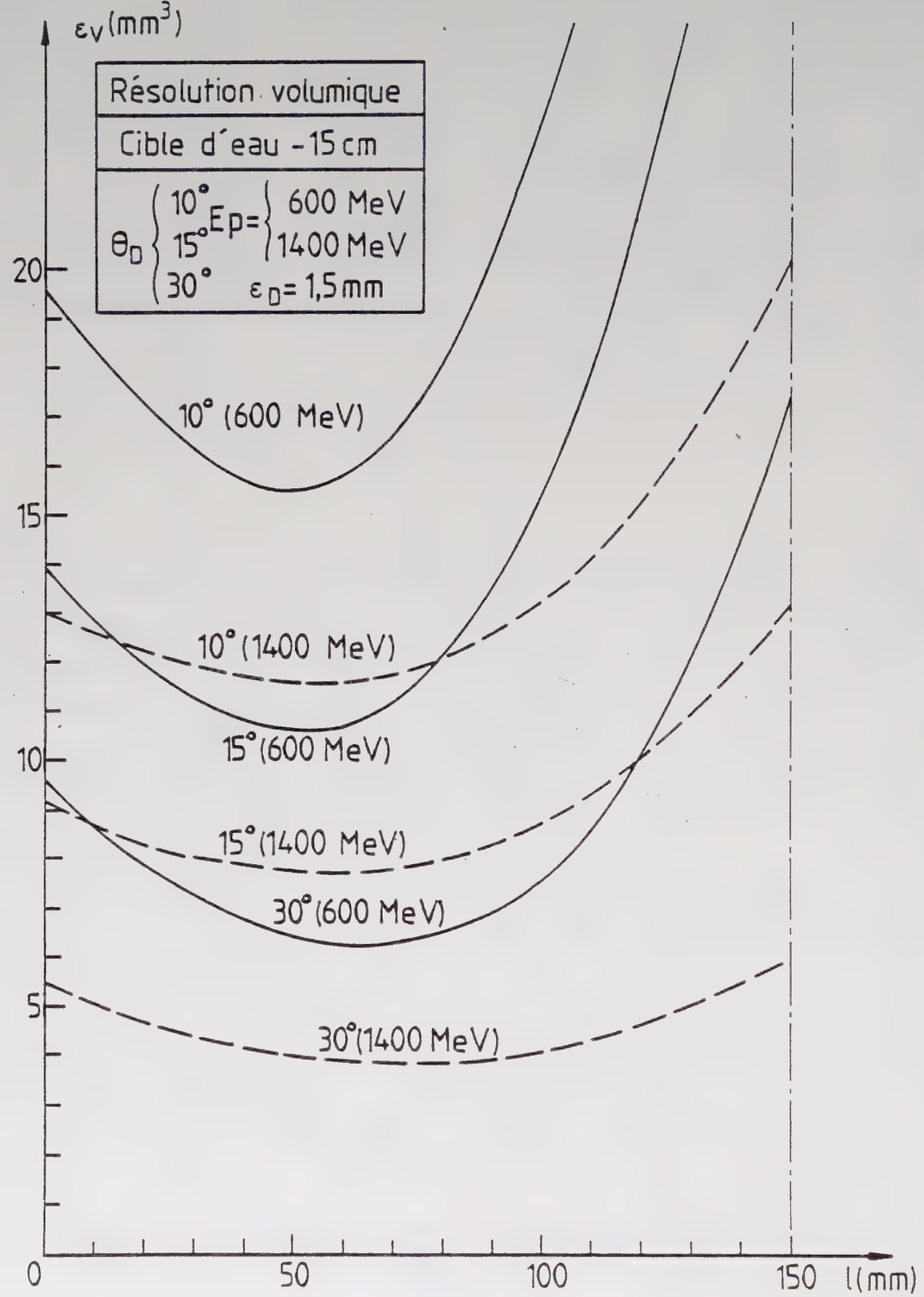


Figure 26 - Variation de la résolution volumique ε_V pour une cible d'eau de 15 centimètres d'épaisseur en fonction de l'abscisse Z de l'interaction nucléaire pour θ_D = 10, 15 et 30 degrés et des protons de 600 et 1400 MeV

Les calculs montrent que, quelles que soient la nature de la cible, l'épaisseur et l'énergie de la particule incidente, on a :

$$\frac{\varepsilon_V(\theta_{10°})}{\varepsilon_V(\theta_{15°})} \approx 1{,}5 \pm 8\ \%.$$

Le gain devient ≈ 2 sur ε_V quand on passe de 10° à 20°. On constate que :

- ε_V augmente toujours avec la distance ℓ du lieu d'interaction dans la cible dans le cas du fer (influence de $\Delta^{DMC}_{X,Y}$).
- ε_V passe par un minimum pour le cas de l'eau (combinaison de $\varepsilon_{X,Y}$ et ε_Z).
- ε_V décroît quand l'énergie des protons incidents augmente, avec un gain plus important sur l'aval de la cible.

Pour une cible d'eau de 20 cm d'épaisseur, la résolution volumique ε_V que l'on obtient avec des protons incident de 1000 MeV d'énergie est de l'ordre de quelques millimètres-cubes (résolution due essentiellement à la résolution géométrique).

Pour améliorer la résolution volumique il faut :

- augmenter l'énergie des particules incidentes,
- sélectionner des θ_D les plus grands possibles.

C. AMELIORATIONS DE LA QUALITE D'UNE RADIOGRAPHIE

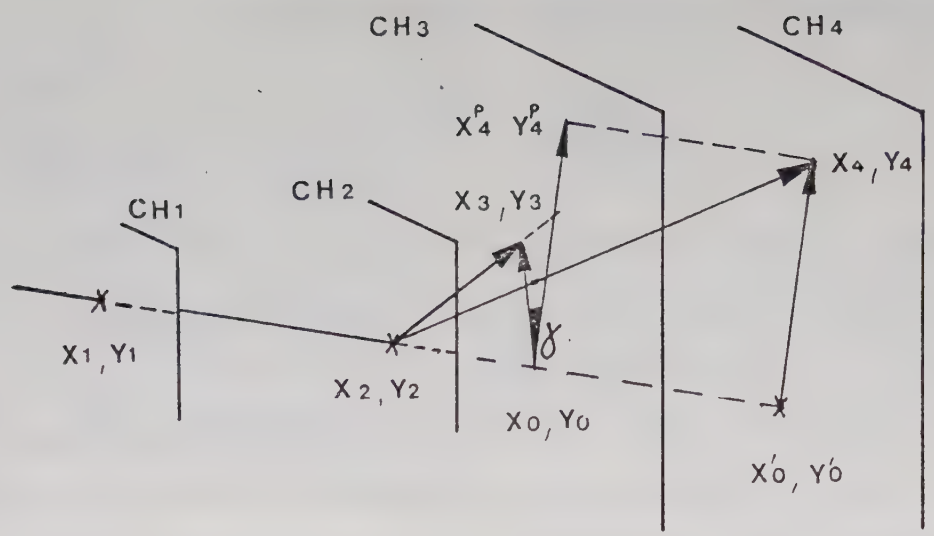
En plus des paramètres signalés dans l'étude sur les erreurs et sur lesquels on peut faire un choix, il est possible d'améliorer la qualité de l'information fournie par une RDN. Deux niveaux d'interventions sont possibles :

. sélection *a priori* des événements avant le stockage dans la mémoire de masse,

. corrections *a postériori* sur la matrice 3-D après l'acquisition.

1. Sélection des événements pour améliorer la qualité de la radiographie

Si en acquisition nous ne pouvons pas agir directement sur les erreurs de localisation dues à la détection, par contre, celles engendrées par la diffusion multiple coulombienne peuvent être réduites.



L'angle γ (angle donné par l'intersection des deux plans $\{X_1Y_1, X_2Y_2, X_3Y_3\}$ et $\{X_1Y_1, X_2Y_2, X_4Y_4\}$ avec le plan CH3) est représentatif des erreurs. Avec X_1Y_1, X_2Y_2 coordonnées de la droite incidente ; X_3Y_3, X_4Y_4 coordonnées de la droite diffusée

Considerons les plans formés par les coordonnées (X_1Y_1, X_2Y_2, X_3Y_3) et (X_1Y_1, X_2Y_2, X_4Y_4). Si aucune erreur n'est introduite par le système, ces deux plans sont confondus (coplanarité).

En plus de l'erreur géométrique, la diffusion multiple coulombienne entraîne une non coplanarité de ces plans. Elle est d'autant plus marquée que la DMC est importante. L'intersection de ces deux plans avec la chambre CH3 est la droite (X_0Y_0, X_3Y_3) pour (X_1Y_1, X_2Y_2, X_3Y_3) et (X_0Y_0, $X_4^PY_4^P$) pour (X_1Y_1, X_2Y_2, X_4Y_4), $X_4^PY_4^P$ étant la translation de ($X'_0Y'_0$, X_4Y_4) suivant la direction (X_1Y_1, X_2Y_2). Ces intersections forment un angle γ que l'on peut calculer. Une grande partie des éléments nécessaires à ces calculs se trouvent déjà disponibles (cf.Annexe II calcul du vertex, 2ème méthode).

La figure 27 montre la distribution de cet angle (4 mrd/canal) pour quatre épaisseurs de fer-55,110,165 et 220 mm et pour un faisceau de protons de 1,1 GeV d'énergie. On observe bien une augmentation de la "non coplanarité" en fonction de l'épaisseur traversée. Pour améliorer la résolution, et dans les limites de la précision géométrique, il suffit de placer une fenêtre de sélection sur cette distribution et de rejeter les événements qui ne satisfont pas à ce critère. Bien sûr, plus cette fenêtre de sélection est étroite, meilleure est la précision obtenue, donc meilleure la qualité de la radiographie. Par contre, on rejette d'autant plus d'événements. Il y a, là également, un compromis à trouver qui est fonction de l'objectif choisi dans la RDN envisagée.

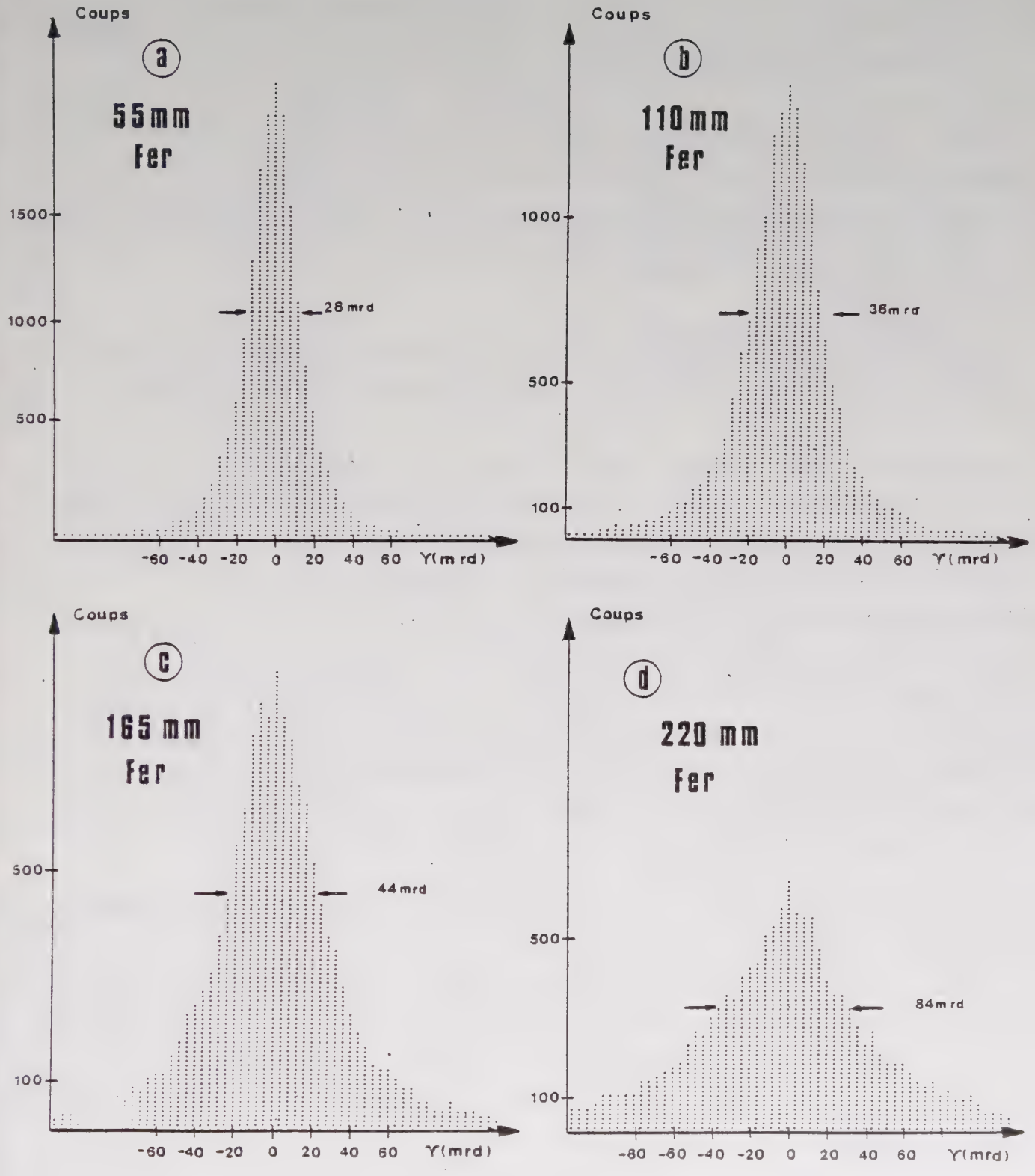


Figure 27 - Distribution de l'angle γ dû à la DMC en fonction de quatre épaisseurs d'une cible de fer (énergie des protons = 1,1 GeV) à 4 mrd/canal

Pour illustrer l'influence importante de ce critère de sélection, la figure 28 donne trois spectres en Z résultant de la diffusion de protons de 700 MeV sur une cible de polyéthylène de dix centimètres d'épaisseur, le scintillateur SC2 à gauche et une plaque d'aluminium de 1 mm d'épaisseur à droite. La figure 28.a montre le spectre brut, sans aucune sélection particulière. Un fond apparaît entre chaque cible. La figure 28.b montre le même spectre, mais où on sélectionne les événements qui donnent un angle $|\hat{\gamma}|$ inférieur à 14 mrd. La figure 28.c est le spectre des événements rejetés par la sélection précédente ($|\hat{\gamma}|$ supérieur à 14 mrd). La comparaison de ces deux derniers spectres montre d'une façon claire le gain sur la résolution apporté par ce critère de coplanarité sur la RDN.

2. Les corrections

La radiographie étant terminée, la mémoire de masse contient la matrice 3-D de l'objet avec, malgré tout, encore un certain nombre d'imperfections. Il est nécessaire de lui faire subir des corrections.

1) Normalisation pour compenser la non uniformité de la distribution en intensité du faisceau sur le champ de radiographie. Cette normalisation est réalisée à partir de l'image stockée en mémoire de masse, du scintillateur SC2 placé juste devant l'objet (intensité en fonction des coordonnées X,Y).

2) Correction de l'absorption du faisceau dans la cible le long de l'axe Z, grâce à l'image stockée en mémoire de masse, d'une plaque identique à SC2 et placée immédiatement derrière l'objet. Cette correction à l'intérieur de la matrice M(X,Y,Z), suivant l'axe Z et sur chaque volume élémentaire (voxel) X_i, Y_j d'un plan $(XY)_k$ de coordonnée Z_k, se fait suivant une fonction linéaire donnée par comparaison des différences de densité de contenu entre les voxels de coordonnée correspondante X_i, Y_j de SC2 et de la plaque arrière.

C'est une méthode de correction approchée, mais elle présente l'avantage d'être simple et rapide.

3) Lissage de la matrice 3-D qui contribue à diminuer l'effet statistique. En effet, ce lissage consiste à faire une moyenne des valeurs $N_S(X,Y,Z)$ sur trois voxels adjacents. Pour l'axe X, par exemple, on prend pour lisser le voxel de coordonnée X les trois voxels de coordonnées (X-1), X, (X+1) et on réalise sur $N_S(X)$ la transformation unitaire suivante :

$$N'_S(X) = \frac{1}{4} N_S(X-1) + \frac{1}{2} N_S(X) + \frac{1}{4} N_S(X+1).$$

Nous verrons dans le paragraphe suivant l'avantage du lissage ainsi réalisé sur la valeur de l'erreur statistique associé au contenu du voxel ainsi lissé.

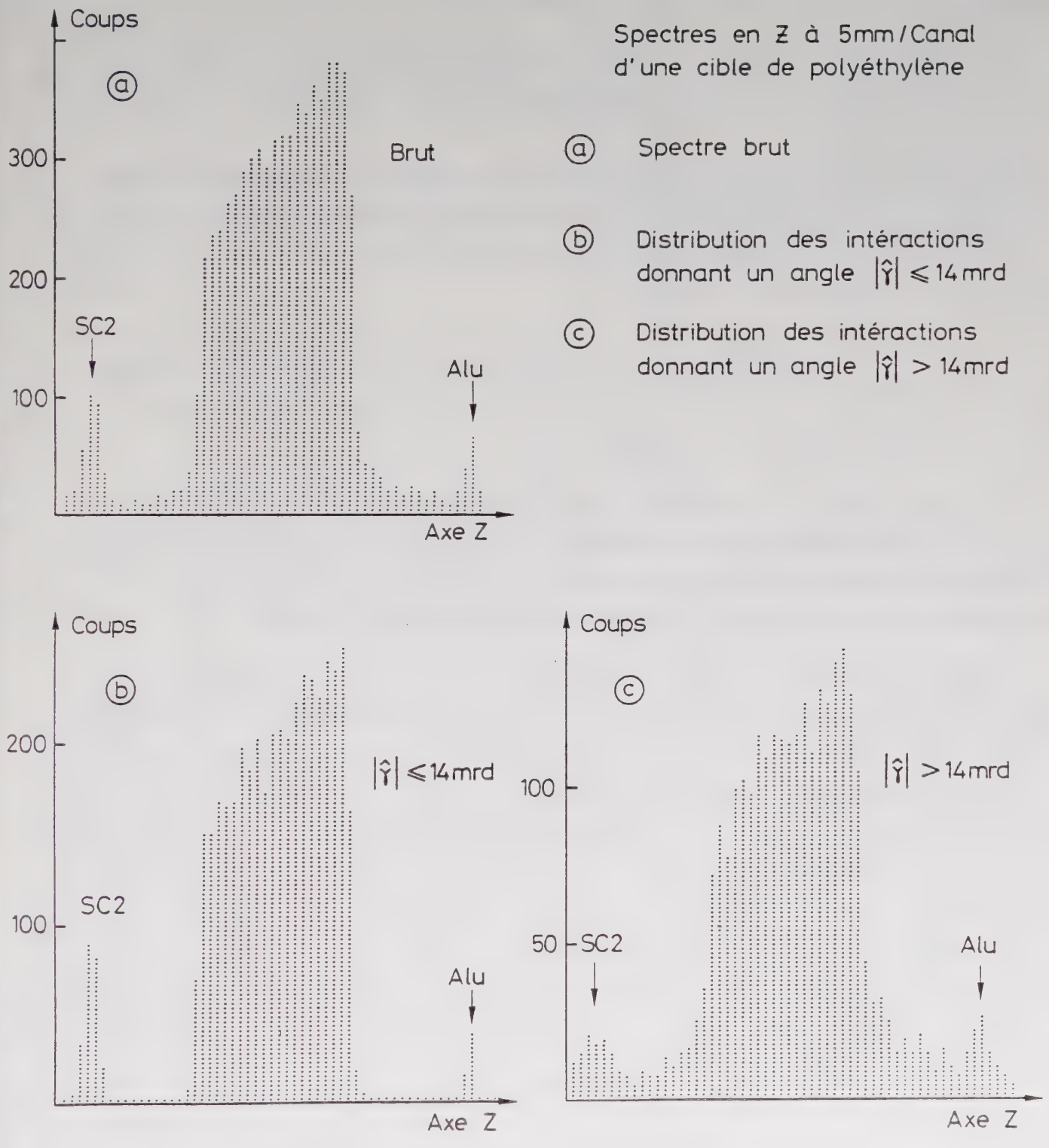


Figure 28 - Influence de la sélection sur la coplanarité de DMC (angle γ) dans une RDN (spectre en Z)

Autre méthode de traitement des données stockées dans la matrice 3-D

Cette méthode [23] englobe l'ensemble des corrections ci-dessus. Elle consiste à normaliser la matrice 3-D par la distribution de grosses cellules prisent dans le volume au moyen de la fonction quadratique :

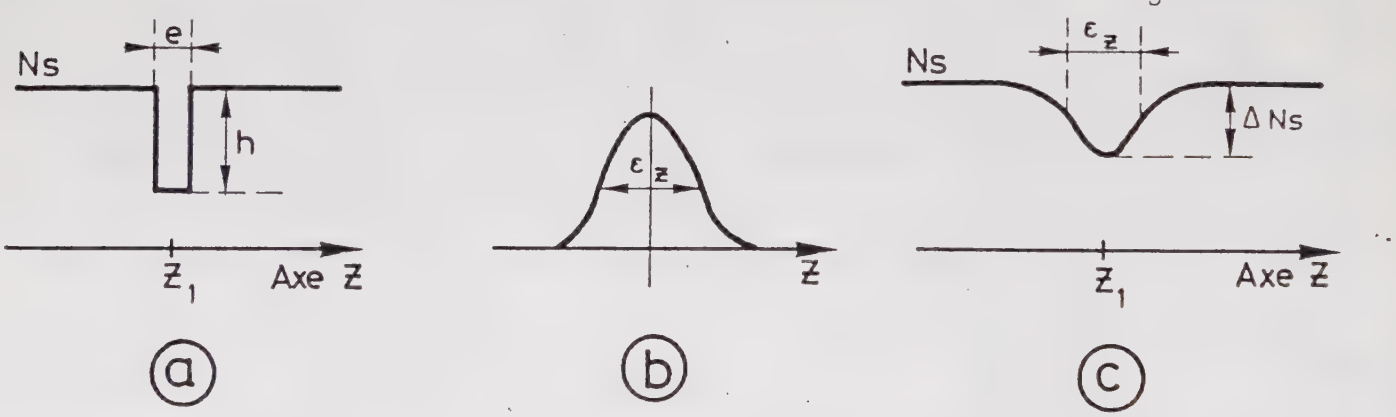
$$F(X,Y,Z) = \sum_{i=0}^{2} \left[\sum_{j=0}^{2} \left[\sum_{h=0}^{2} C_{ijk} Z_k \right] Y_j \right] X_i$$

reproduisant les variations lentes dans la cible. Nous en verrons une application dans la présentation des résultats relatifs à la radiographie médicale.

D. LIMITES DE DETECTION DES DEFAUTS

Les limites de la détection des défauts dépendent non seulement de la résolution volumique étudiée ci-dessus, mais également de la différence de densité nucléaire Δd_N entre le défaut et le matériau considéré comme homogène ayant une densité nucléaire d_N [25].

Un défaut peut être considéré comme étant détecté quand la variation ΔN_S du volume élémentaire correspondant à Δd_N est plus grande que l'erreur statistique du matériau de base qui, lui, a un contenu N_S. Si les dimensions du défaut sont supérieures à ε_X, ε_Y, ε_Z ceci est vrai si $\Delta d_N / d_N \geq \frac{2}{\sqrt{N_S}}$



Variation de densité réelle du défaut — *Fonction de résolution* — *Résultat de la convolution de (a) et de (b)*

Figure 29

Il est important de voir ce qui se passe lorsque le volume du défaut est plus petit que la résolution volumique ε_V, cas qui se présente généralement lorsqu'on envisage la radiographie de pièces métalliques épaisses. Pour simplifier la discussion, nous admettrons que la dimension du défaut dans le plan transverse XY est du même ordre de grandeur que la résolution $\varepsilon_{X,Y}$, mais que celle située dans le plan longitudinal (e) est plus petite que ε_Z.

La différence de densité Δd_N correspond à la variation h du niveau de N_S (figure 29.a). On a donc :

$$\frac{\Delta d_N}{d_N} = \frac{h}{N_S}.$$

La fonction de résolution de largeur (FWHM) ε_z peut être considérée comme une fonction gaussienne dont l'écart standard serait $\sigma = \varepsilon_Z/2{,}36$ (figure 29.b).

La variation observée (figure 29.c) du contenu N_S selon l'axe Z est maintenant la convolution du défaut (figure 29.a) par la fonction de résolution (figure 29.b). C'est une gaussienne dont la largeur (FWHM) $\simeq \varepsilon_Z$ et de valeur maximale $\Delta N_S \cong h \times \frac{e}{\varepsilon_Z}$.

Le défaut sera localisé si $\Delta N_S \geq 2\sqrt{N_S}$, ceci implique que :

$$h \times \frac{e}{\varepsilon_Z} \geq 2\sqrt{N_S} \quad \text{ou} \quad \frac{\Delta d_N}{d_N} \geq \frac{\varepsilon_z}{e} \times \frac{2}{\sqrt{N_S}}.$$

Les défauts dont la largeur (e) est plus petite que ε_z pourront être détectés de façon significative à condition que, à variation de densité nucléaire égale, la statistique soit multipliée par le facteur : $(\frac{\varepsilon_z}{e})^2$.

Des exemples de détection de défauts dont les dimensions sont inférieures à la résolution sont donnés dans le chapitre suivant qui présente, aussi, les résultats obtenus dans l'application de la RDN à la métallurgie. Pour illustrer ce qui vient d'être dit nous donnons ci-dessous la radiographie RDN de trous (figure 30) de 470 mm^3, 118 mm^3, 19 mm^3 et 4,7 mm^3 insérés dans un bloc de fer de 120 mm d'épaisseur, situés dans le plan médian suivant l'axe Z. Le diamètre des trous se trouve dans le plan XY, l'énergie des protons utilisés est de 1000 MeV. A cette énergie, pour la nature, l'épaisseur de cette cible et la position des défauts sur l'axe Z, la résolution volumique théorique ε_V est de l'ordre de 50 mm^3. Nous pouvons voir, malgré tout, que le défaut de 19 mm^3 est bien détecté et localisé. A noter que la matrice 3-D n'a subi aucune correction, et qu'il n'y a eu aucune sélection particulière sur l'angle γ de DMC, seul un lissage a été effectué.

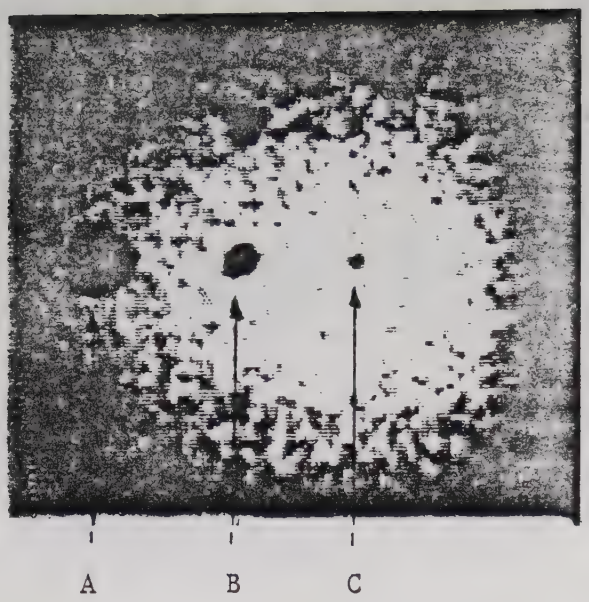


Figure 30 - Détection de défauts de 470 mm³ (A), 118 mm³ (B) et 19 mm³ (C) situés au centre d'un bloc de fer de 120 mm d'épaisseur.

E. LES EFFETS DU LISSAGE

Le lissage permet de diminuer la fluctuation statistique sur le contenu du voxel. En effet, la fluctuation sur la valeur absolue du contenu du voxel entre le spectre lissé et le spectre brut, se déduit des poids donnés dans le lissage :

$$\Delta N_S'^2 = \left(\frac{1}{16} + \frac{1}{4} + \frac{1}{16}\right) \Delta N_S^2 = \frac{3}{8} \Delta N_S^2$$

l'erreur statistique associée au contenu du voxel, après lissage est maintenant $\Delta N_S' = (\frac{3}{8} N_S)^{1/2}$. On voit que pour apprécier la même variation de densité nucléaire, le nombre de coups N_S associé au voxel est divisé par le facteur $\frac{8}{3}$, soit environ 2,7.

Cependant, ceci se fait au prix d'une perte de résolution spatiale. En effet, la convolution de la fonction de résolution ε_i ($\varepsilon_i = \varepsilon_X$, ε_Y ou ε_Z) de variance ε_i^2 avec le lissage de variance $\frac{1}{2} \delta_i^2$ ($\delta_i = \Delta X$, ΔY ou ΔZ est la dimension du volume élémentaire) [cf.Annexe III] donne une gaussienne d'écart standard

$$\varepsilon_L = \sqrt{\varepsilon_i^2 + \frac{1}{2} \delta_i^2}.$$

A remarquer que si ε_i est supérieur à δ_i, la perte de résolution spatiale devient rapidement négligeable. D'autre part, il est possible de faire plusieurs lissages, mais on détériore assez vite la résolution. Si dans l'image il n'y a pas que des variations lentes, il y aura écrasement des variations significatives et perte d'information.

F. LE LISSAGE ET L'ASPECT VISUEL

Dans la visualisation, l'oeil apprécie non pas la valeur absolue du contenu du voxel, mais la différence de contenu entre deux voxels adjacents. On peut se demander ce que devient cette différence quand on effectue un lissage du type précédent.

Considérons deux voxels de rang (n) et (n-1) de contenu N_n et N_{n-1}. Le spectre original donne une différence $D = N_n - N_{n-1}$ avec une variance

$$\Delta D^2 = (1 + 1)\ \Delta N^2 = 2\ \Delta N^2.$$

Après lissage, la variance devient :

$$\Delta D_L^2 = \left(\frac{1}{16} + \frac{1}{16} + \frac{1}{16} + \frac{1}{16}\right)\ \Delta N^2 = \frac{1}{4}\ \Delta N^2$$

d'où

$$\Delta D_L^2 = \frac{1}{8}\ \Delta D^2.$$

On voit donc, qu'après lissage, les fluctuations sur la différence entre deux voxels adjacents sont égales à celles que l'on a sur le spectre brut obtenu avec un comptage huit fois plus grand.

G. CHOIX DES PARAMETRES - DOSE ET SENSIBILITE

En fonction de ce que nous venons d'étudier, suivant la nature et l'épaisseur de la cible, il est utile d'envisager un certain nombre de choix dans les conditions d'irradiation et d'acquisition des événements. Par exemple, pour une cible légère, il est préférable de la placer le plus près possible de la chambre CH3, car Δ_Z est plus prépondérant que Δ_Z^{DMC}, alors que $\Delta_{X,Y}$ varie assez peu. Au contraire, pour une cible lourde et épaisse c'est Δ^{DMC} qui est prépondérant et non le facteur d'erreur géométrique. L'orientation de la cible doit tenir compte des différentes valeurs des erreurs (plan XY, plan $Z_{X,Y}$, axe Z) pour obtenir la meilleure radiographie du site que l'on souhaite plus particulièrement observer.

Une amélioration de la résolution est acquise par le facteur d'accroissement en énergie des protons incidents, surtout pour les cibles métalliques épaisses. Un autre facteur de gain est la sélection du domaine angulaire des protons diffusés. En effet, on a vu qu'une coupure rejetant les protons qui diffusent à 20 degrés donne une précision bien meilleure (environ un facteur 2 sur ε_V) qu'une coupure à 10 degrés. On utilise couramment en RDN un domaine angulaire allant de 13 degrés à 40 degrés et un domaine d'énergie de 700 MeV à 1100 MeV (limite maximale de l'énergie du faisceau qui peut être transporté

par notre ligne magnétique à l'extrémité de laquelle est installée l'expérience de RDN). Enfin, le choix sur la réjection de coplanarité de DMC (angle γ) est également un facteur d'amélioration important dans la qualité finale obtenue dans une RDN.

Cependant il ne faut pas perdre de vue que la RDN est basée sur des réactions nucléaires fortes. Or, la distribution angulaire des sections efficaces différentielles est d'autant plus piquée vers les angles avant que l'énergie des protons incidents est plus élevée. Ceci entraîne que le nombre d'interactions diminue (à flux incident et domaine angulaire identique) quand l'énergie des protons incidents augmente.

Il faut donc réaliser un compromis entre le "rendement" d'acquisition de la radiographie et la précision de l'image à obtenir. Cela conditionne en partie le temps d'irradiation et la dose déposée. Si en radiographie de pièces métalliques ou inanimées, la notion de dose déposée n'intervient pas, il n'est pas possible de la négliger en radiographie de pièces anatomiques vivantes.

Dose et sensibilité

La dose de rayonnements subis par un organisme s'évalue de façons diverses. En général on exprime la dose en rems ou en rads

$$\text{dose (rems)} = \text{EBR} \times \text{dose (rads)}$$

EBR = coefficient d'efficacité biologique des radiations.

Ce facteur est 1 pour les rayons X et peu différent de 1 pour les protons situés dans la gamme d'énergie utilisée en RDN.

Dans le domaine d'énergie utilisé, l'énergie déposée est sensiblement constante tout au long du parcours du proton dans la cible. Ceci entraîne que la dose déposée est à peu près également répartie dans tout le volume irradié.

La figure 31 donne la distribution de la dose absorbée en fonction de l'énergie des protons et de l'épaisseur de tissus traversée [26]. Elle est à peu près constante pour les protons 600 MeV < E_p < 1000 MeV et d'environ $6{,}5 \times 10^{-8}$ rad/proton/cm^2.

En fonction des expériences que nous avons faites, il est possible d'estimer la dose correspondant à la sensibilité désirée pour différentes valeurs du volume élémentaire. Ces valeurs sont données dans le tableau V avec, comme données de départ, la radiographie de la partie supérieure d'une tête dans laquelle on a déposé une dose de l'ordre du rad et pour un angle solide de 1,25 sr. Une correction est apportée, pour tenir compte de la configuration choisie (1111) lors de l'acquisition.

Les valeurs qui sont données ici sont issues de l'expérience décrite en chapitre VI, paragraphe C.III,2.2 et des valeurs de la dose absorbée présentée dans la figure 31.

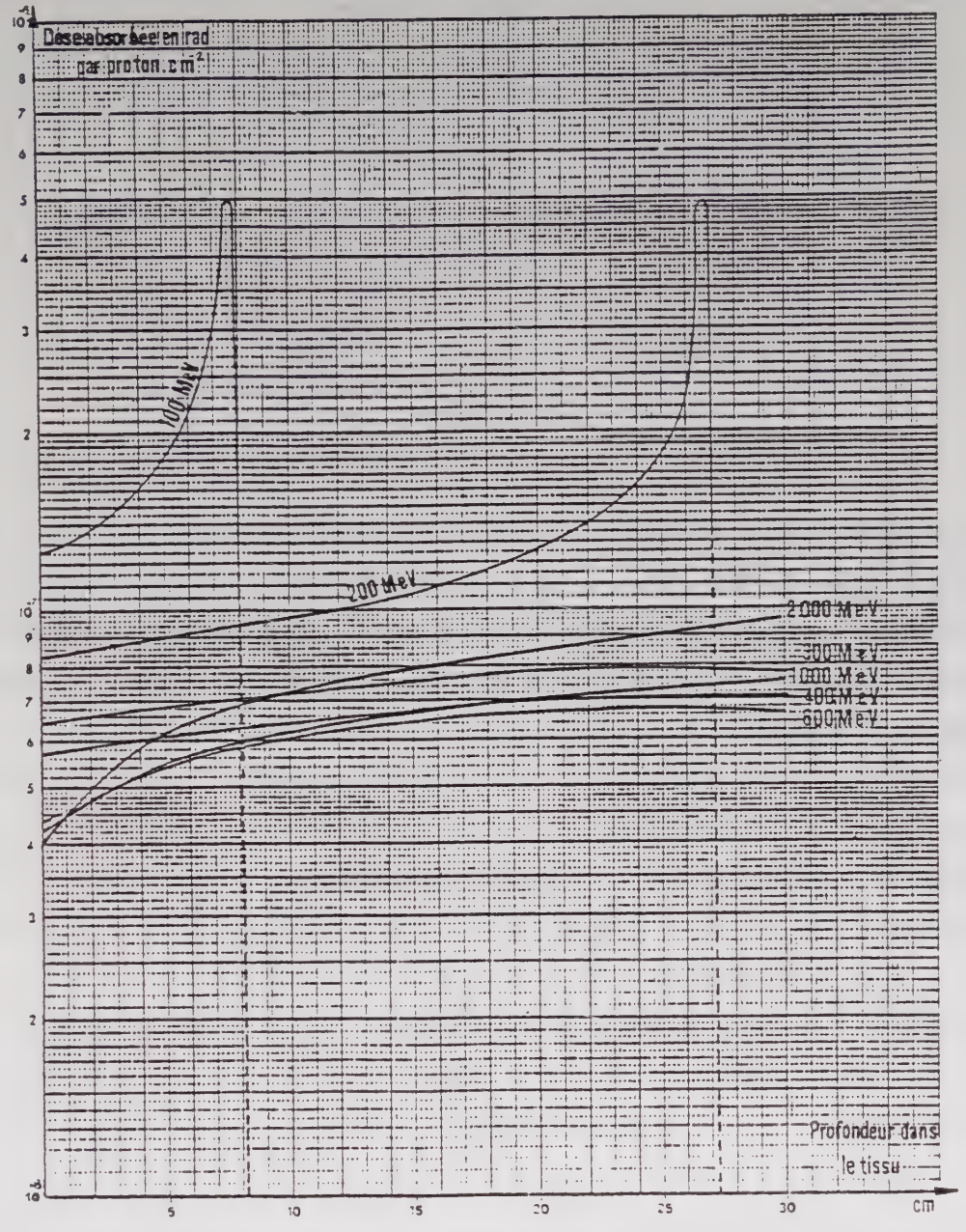


Figure 31 - Distribution de la dose absorbée dans 30 cm de tissu mou irradié par un faisceau de protons monocinétiques d'incidence normale

Remarque : Il faut prendre en considération le gain apporté, sur la fluctuation statistique, par le lissage défini précédemment (gain de facteur ≈ 1,6). Le lissage conduit par conséquent, à sensibilité équivalente, à diminuer la dose déposée d'un facteur proche de 2,7.

Tableau V

Relation entre sensibilité et dose en rad pour différents volumes élémentaires et pour un angle de détection de 1,25 stéradian dans le cas d'une matrice brute et lissée une fois

Voxel (mm^3)	en données brutes			avec un lissage		
	1 %	5 %	10 %	1 %	5 %	10 %
1	125	5	1,25	46,3	1,85	0,46
5	25	1	0,25	9,3	0,37	0,93
25	6,25	0,25	0,06	2,3	0,09	0,02

Nota : Les valeurs données dans ce tableau ne sont que des ordres de grandeur susceptibles d'évolution, car la dose déposée, pour une sensibilité donnée, dépend de beaucoup de facteurs, en particulier, l'efficacité globale du système en fonction des caractéristiques du faisceau incident de protons.

Chapitre VI

LES RESULTATS

Nous avons vu qu'une caractéristique qui différentie fondamentalement l'interaction forte nucléaire utilisée en RDN de l'interaction électromagnétique utilisée en radiographie X est la variation relativement faible de la longueur d'interaction en fonction du numéro atomique de la cible (figure 10). Il était donc intéressant de radiographier des cibles de numéro atomique assez élevé (fer, cuivre, uranium) présentant des défauts (paragraphe VI.A). La première partie de ce chapitre est consacrée aux résultats que nous avons obtenus dans ce domaine d'expérience. Suivront (paragraphe VI.B) les premiers résultats d'une cinéradiographie, c'est-à-dire d'une RDN d'objets en mouvement. Enfin, pour illustrer l'aspect tridimensionnel de la RDN nous donnerons, dans la dernière partie (paragraphe VI.C), les résultats obtenus dans une application au milieu anatomique humain. Ainsi, nous pourrons suivre les grandes étapes de l'évolution de la RDN depuis 1977 dans ses résultats les plus significatifs.

A. APPLICATION DE LA RDN A LA RADIOGRAPHIE DES MATERIAUX LOURDS. DETECTION DE DEFAUTS. RADIOGRAPHIE D'UN MOTEUR ELECTRIQUE

I. Détection de défauts

1. Radiographie d'un bloc d'uranium de 50 mm d'épaisseur

Nous avons radiographié [25] un bloc d'uranium de 50 mm d'épaisseur dans lequel a été créée une fente de 6/10 de mm de large située dans le plan médian (figure 32). Cette fente est dans le plan perpendiculaire à l'axe Z. La figure 33 montre le spectre en Z, $N_S(Z)$ qui est la distribution de l'intégrale du nombre d'interactions N_S contenus dans tout le plan XY à l'abcisse Z (1,2 mm/canal) de la cible d'uranium avec la fente de 0,6 mm au centre (figure 33.b), à comparer avec le spectre de la cible sans défaut (figure 33.a). Ces spectres sont normalisés pour tenir compte de l'absorption du faisceau. On voit que la détection et la localisation du défaut sont bonnes.

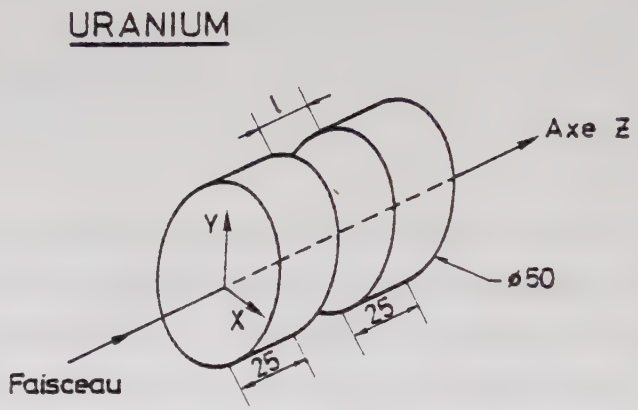
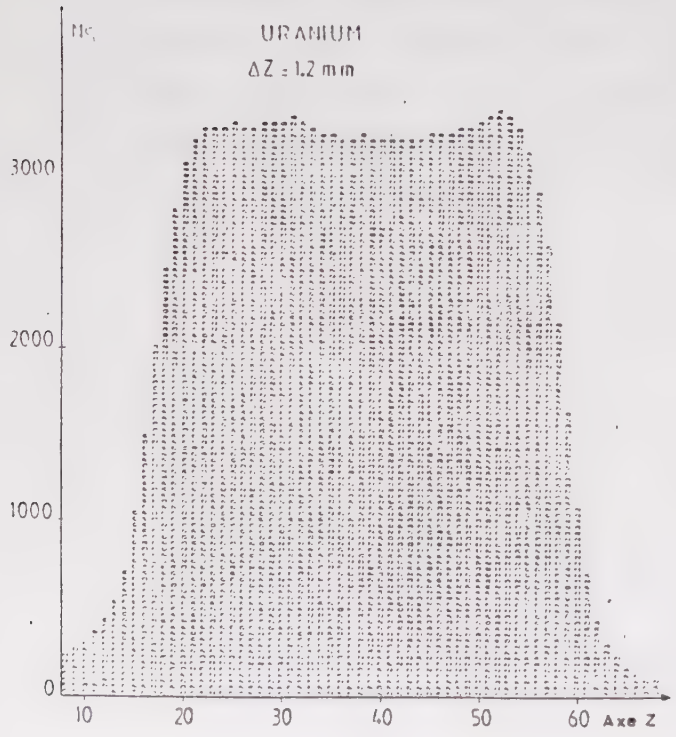


Figure 32 - Cible d'uranium radiographiée ℓ = 0,6 mm.



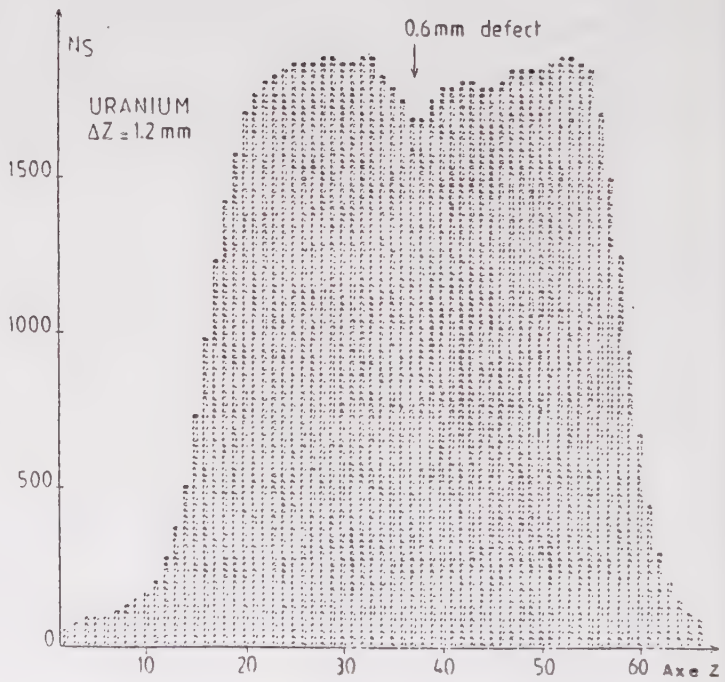


Figure 33 - Cible d'uranium - défaut de 0,6 mm $\Delta V = 1178\ mm^3$

Pour tester la limite de résolution en volume que nous pouvions atteindre, nous avons fait une réduction de l'intégration dans le plans XY sur une surface beaucoup plus petite de 6 × 6 mm^2. La figure 34 donne le résultat après trois lissages. La figure 34.a correspond à la cible sans défaut, la figure 34.b correspond à la cible avec défaut de 0,6 mm de largeur. Le volume ainsi détecté est de 21,6 mm^3 et il est également bien localisé.

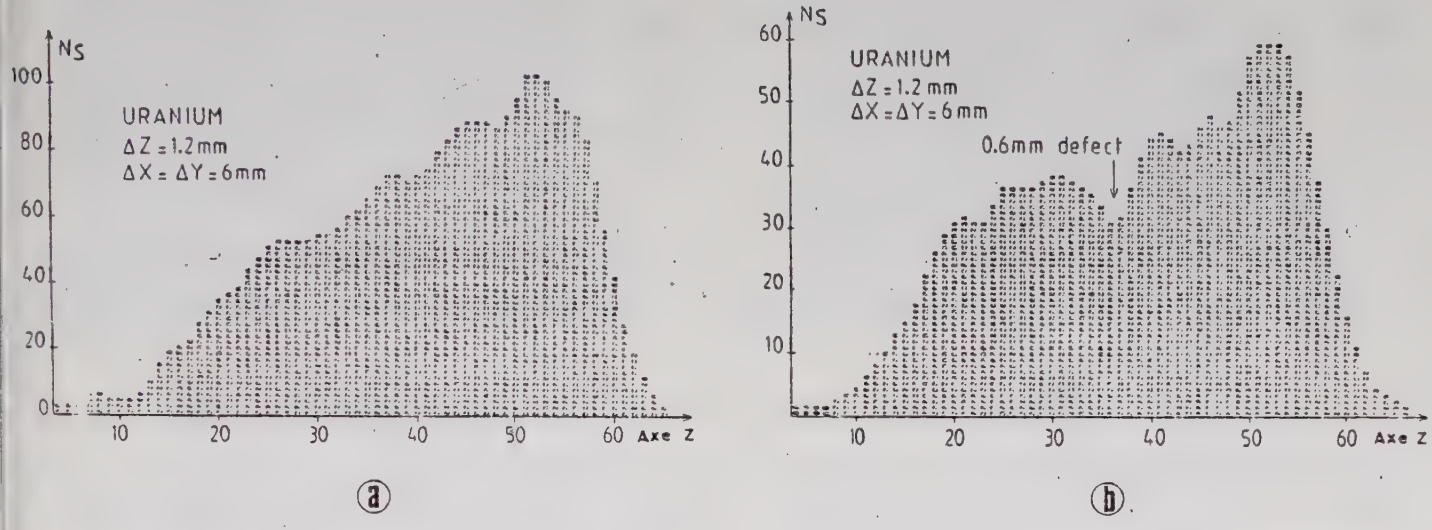


Figure 34 - Cible d'uranium - défaut de 0,6 mm $\Delta V = 21,6\ mm^3$

2. Radiographie d'un bloc de cuivre de 50 mm d'épaisseur

Pour faire une première approche sur la limite de résolution ε_Z, nous avons radiographié un bloc de cuivre dans lequel on a créé des défauts de largeur 2 ; 1 ; 0,5 et 0,25 mm situés dans le plans XY, perpendiculaire à la direction du faisceau incident (figure 35) [25].

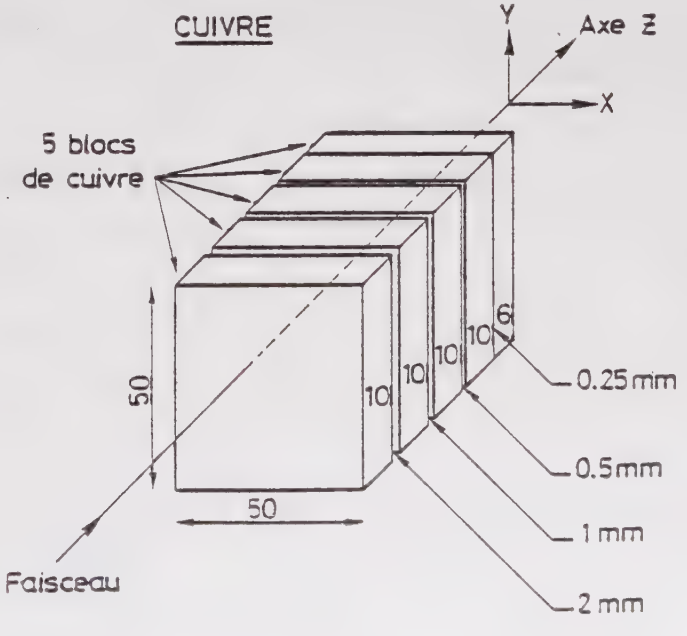


Figure 35 - Cible de cuivre radiographiée présentant quatre fentes de 2, 1, 0,5 et 0,25 mm.

Nous donnons le résultat de la distribution $N_S(Z)$ avec 1 mm par canal. La figure 36.a correspond au spectre brut et la figure 36.b correspond au spectre corrigé de l'absorption du faisceau et lissé deux fois.

Nous voyons que tous les défauts sont clairement détectés et bien localisés.

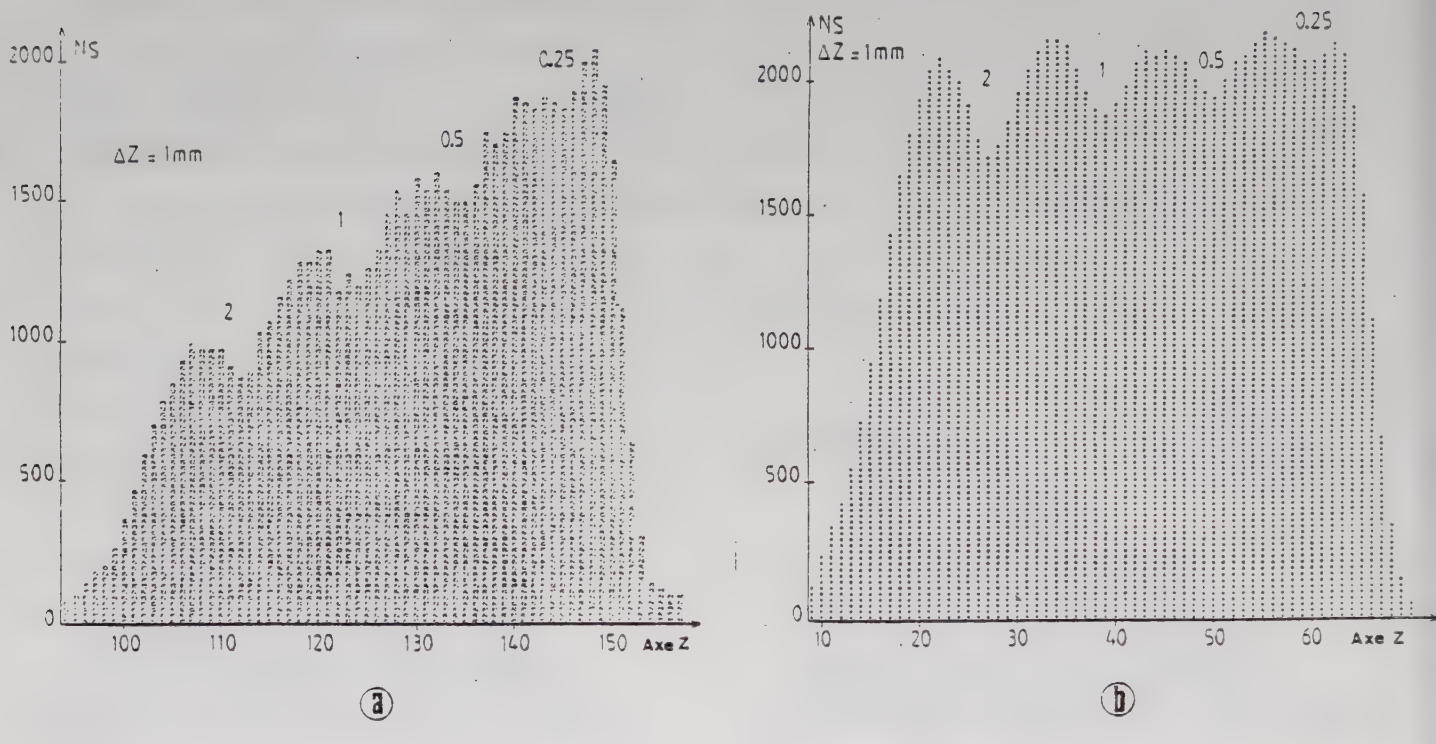


Figure 36 - Détection et localisation de défauts dans le cuivre. Les quatre défauts de 2 ; 1 ; 0,5 et 0,25 mm sont clairement détectés et localisés avec précision. (a) spectre brut ; (b) spectre corrigé et lissé

Malgré une résolution ε_Z de l'ordre de 6 mm, le défaut de 0,25 mm d'épaisseur apparaît nettement. Pour estimer la précision de localisation longitudinale nous comparons les distances successives entre le bord d'une face du bloc de cuivre et la position des vallées créées par les défauts. Nous obtenons 11 ; 12 ; 10,5 ; 10 et 6,5 mm qui est à comparer aux valeurs réelles de 11 ; 11,5 ; 10,75 ; 10,38 et 6,12 mm. la précision est meilleure que le millimètre et la linéarité excellente. Nous remarquons également que les défauts apparaissent bien avec une forme gaussienne confirmant ainsi l'hypothèse faite au chapitre précédent (V.D) et que la variation h de N_S a une dépendance quasi linéaire en fonction de l'épaisseur du défaut. La figure 37 compare les valeurs ainsi mesurées au valeurs réelles des différentes épaisseurs de défaut. Nous constatons qu'une estimation de l'épaisseur des défauts est possible à ± 20 %.

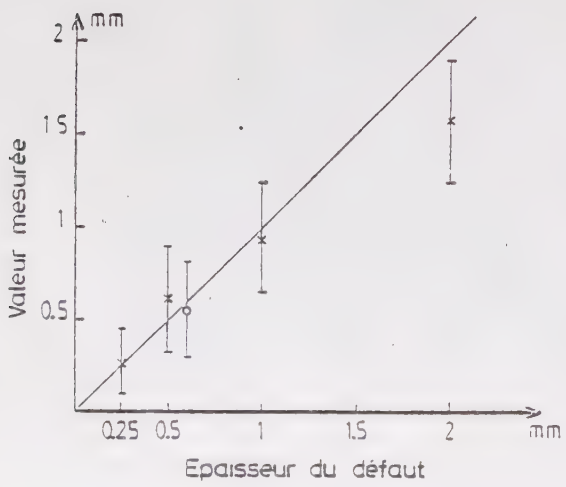


Figure 37 - Comparaison des valeurs réelles (abcisse) et mesurées (ordonnée) de l'épaisseur des défauts. Les croix sont relatives à l'étude sur le cuivre, le rond à celle sur l'uranium.

3. Radiographie de cibles épaisses de fer

Dans l'expérience précédente, un défaut de 0,25 mm est parfaitement détecté dans 46 mm de cuivre. Il était donc intéressant d'observer ce qui se passe quand la dimension du défaut est encore plus petite et quelles limites on peut espérer atteindre en fonction de l'épaisseur de la cible.

Pour cette expérience nous avons choisi de travailler sur des cibles de fer de 40, 112 et 220 mm d'épaisseur. Les défauts créés sont situés également dans le plan XY, perpendiculaire à la direction du faisceau incident. La figure 38 compare la variation du nombre d'interactions $N_S(Z)$ dans des blocs de fer homogène ou comportant des défauts.

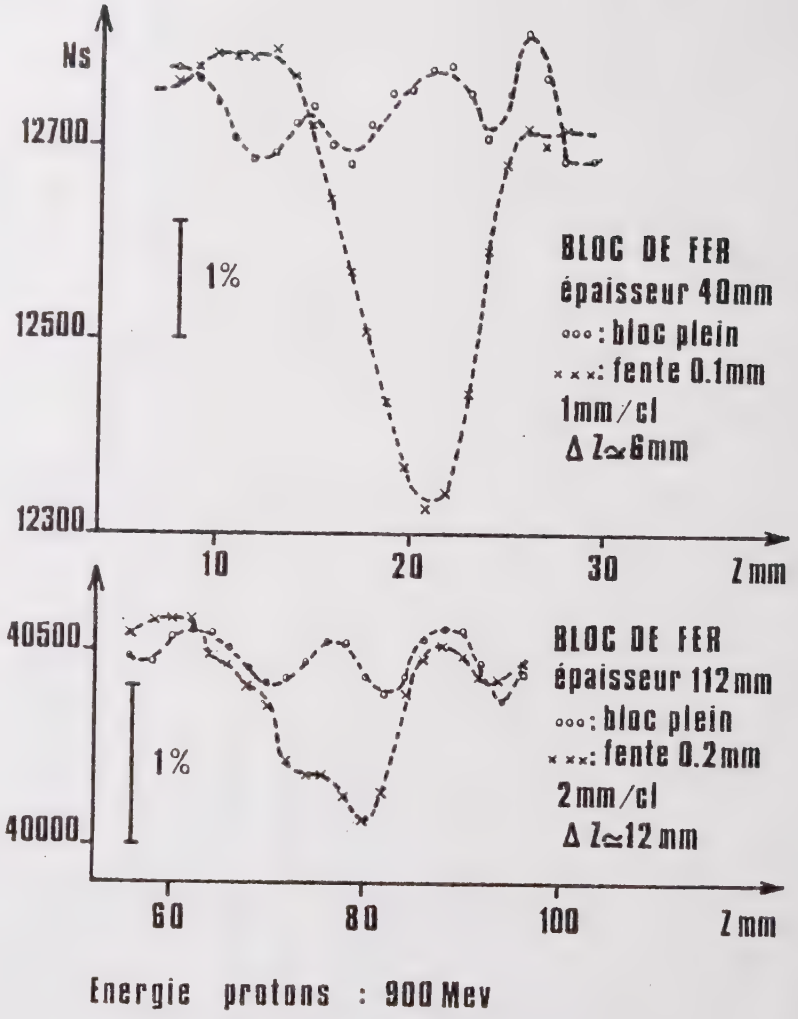
On voit que, pour un bloc de fer de 40 mm d'épaisseur où la résolution longitudinale ε_Z, due essentiellement à l'imprécision des détecteurs CH est de l'ordre de 6 mm, un défaut de 1/10 de mm d'épaisseur est parfaitement localisé (figure 38.a).

Pour un bloc d'épaisseur 110 mm, ε_Z, sous l'influence de la DMC, est de l'ordre de 8 à 10 mm, on peut cependant localiser un défaut de 2/10 de mm d'épaisseur (figure 38.b).

Pour le bloc de fer de 220 mm d'épaisseur, nous avons créé trois défauts distants de 56 mm de 8/10, 4/10 et 2/10 mm d'épaisseur. Malgré une résolution longitudinale imprécise, les défauts de 8/10 et 4/10 de mm sont localisés, en particulier leur intervalle mesuré est de 55 mm, à comparer avec la valeur réelle de 56,6 mm (figure 38.c). Par contre, la détection du défaut de 2/10 mm n'est pas possible. Ces mesures permettent de mieux cerner les limites d'application de la RDN aux pièces lourdes et épaisses, bien que pour ces radiographies, toutes les possibilités d'amélioration de la qualité n'aient pas été utilisées. Il s'agit là de radiographies pratiquement brutes réalisées, de plus, dans une gamme d'énergie non optimale.

II. Radiographie d'un moteur électrique

Pour illustrer les possibilités de la RDN, nous avons radiographié un moteur électrique dont le diamètre extérieur est 10 cm. La figure 39 montre des photographies de ce moteur et donne son orientation par rapport aux axes de référence X,Y,Z. Les dimensions de la matrice de visualisation M(X,Y,Z) sont respectivement 160, 160, 80. Elle comprend donc deux millions de volumes élémentaires ΔV correspondant aux dimensions suivantes : $\Delta X = \Delta Y = 0{,}635$ mm, $\Delta Z = 2{,}54$ mm soit un volume élémentaire $\Delta V = 1{,}02$ mm^3. Le champ d'irradiation est de 10×10 cm^2 et la profondeur de champ utile de 20 cm.



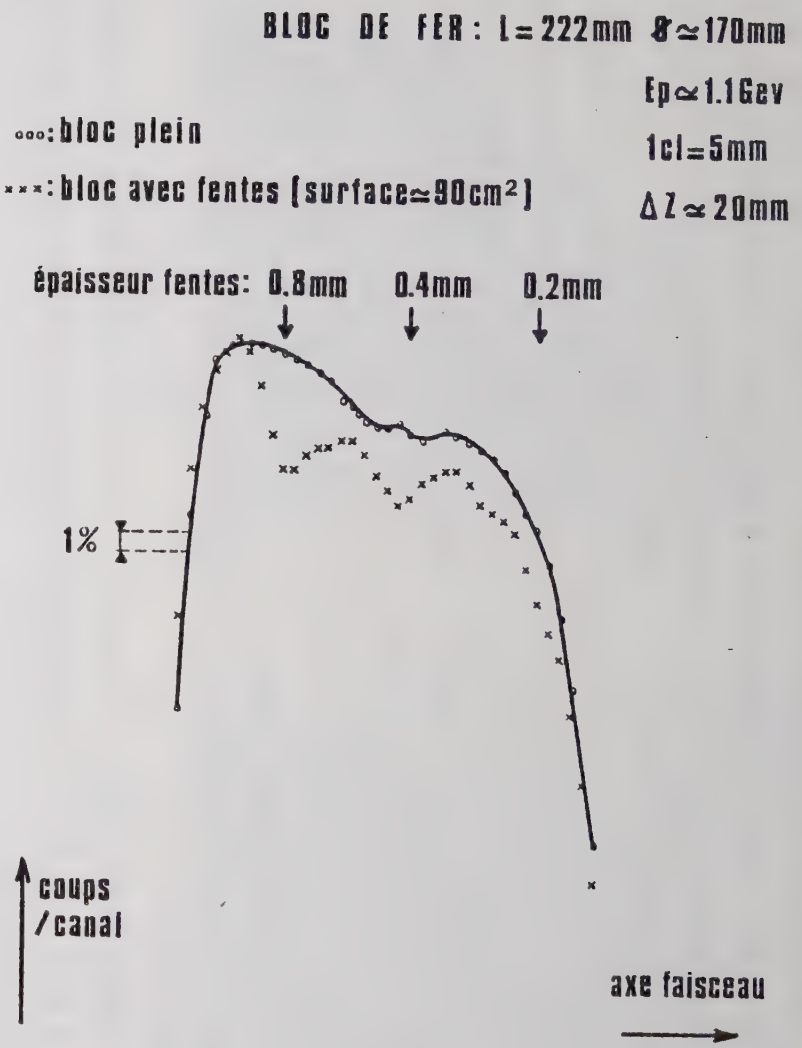


Figure 38 - Détection de défauts d'épaisseurs différentes dans des cibles de fer d'épaisseur 40, 112 et 220 mm et comparaison avec la cible correspondante homogène

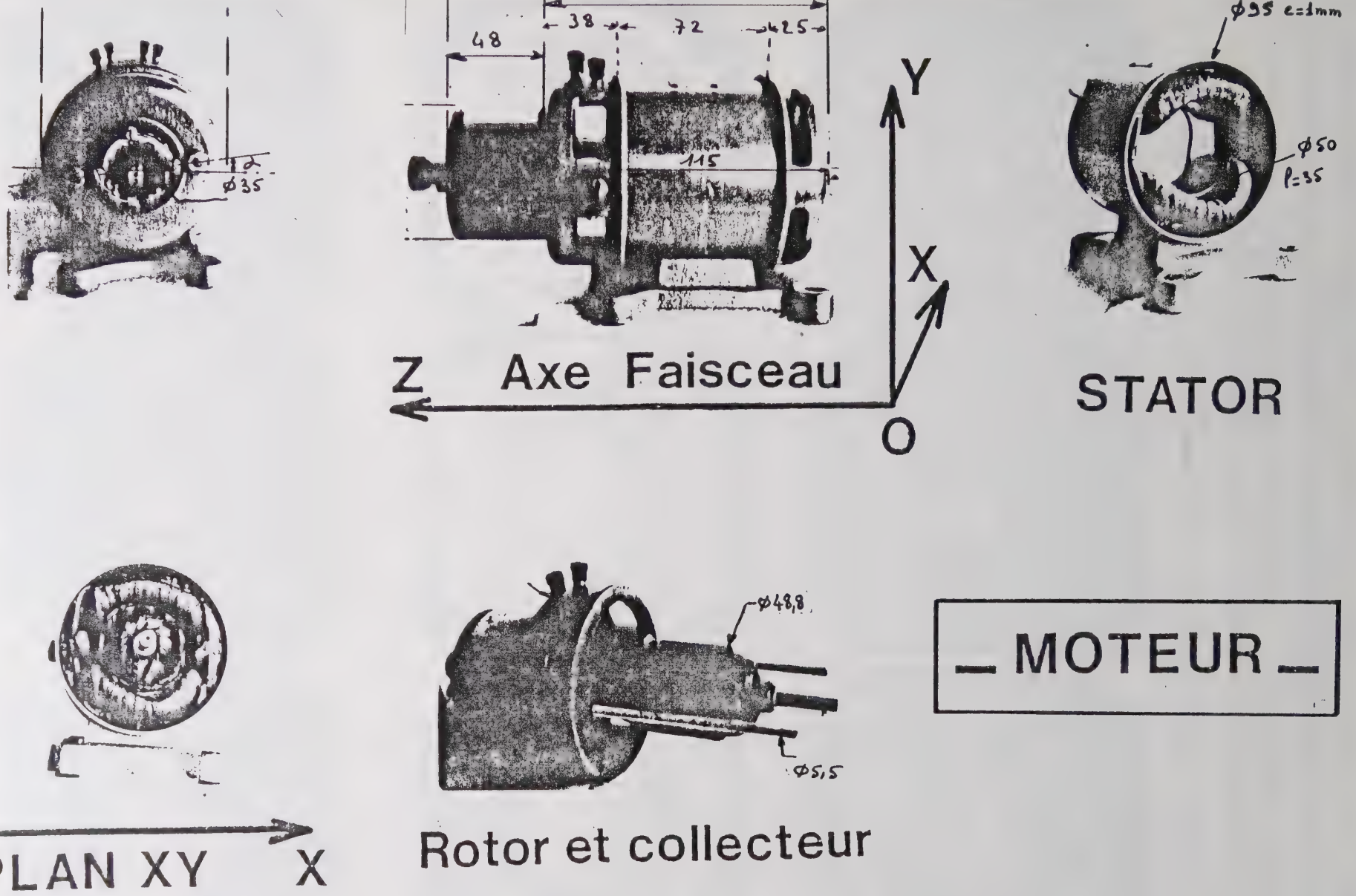


Figure 39 - Différentes vues et orientation du moteur électrique. Le moteur a été démonté pour faciliter la reconnaissance des différentes parties sur les radiographies de la figure suivante

La figure 40 montre une série de coupes XY correspondant à différentes valeurs de Z. Sur ces vues, chaque niveau de gris correspond à un accroissement du nombre de diffusions par volume élémentaire égal à 3, le blanc indiquant au moins 48 diffusions par mm^3. Pour diminuer l'effet statistique, ces images sont lissées mais aucun traitement correctif supplémentaire n'a été effectué.

La durée d'irradiation nécessaire pour obtenir cette radiographie était de deux heures. La vue Z=8 correspond au flasque d'extrémité du moteur. On notera la visualisation des sept billes du roulement qui permet la rotation de l'axe moteur. Les vues Z=25 et Z=30 sont faites au niveau du rotor : l'entrefer stator-rotor de 6/10 de mm d'épaisseur apparaît très nettement. La vue Z=50 est faite au niveau du collecteur et des balais. Sur les coupes Z=25 et Z=30 principalement, on notera que la carcasse du moteur qui est en alliage d'aluminium est bien contrastée par rapport au corps du stator réalisé en feuilles de fer doux.

Enfin la figure 41 montre l'influence de la statistique sur la précision de l'image obtenue en RDN avec un pixel de $0,6 \times 0,6$ mm^2 et un voxel de $3,07$ mm^3. Après un temps d'irradiation de 8 minutes, nous commençons à reconnaître les formes générales, mais avec un fort scintillement. Arrivé à une heure d'irradiation (8 fois plus d'événements) le scintillement est bien atténué et les contrastes s'affirment entre les éléments de densité nucléaire différente. Après deux heures d'irradiation, l'image obtenue est correcte.

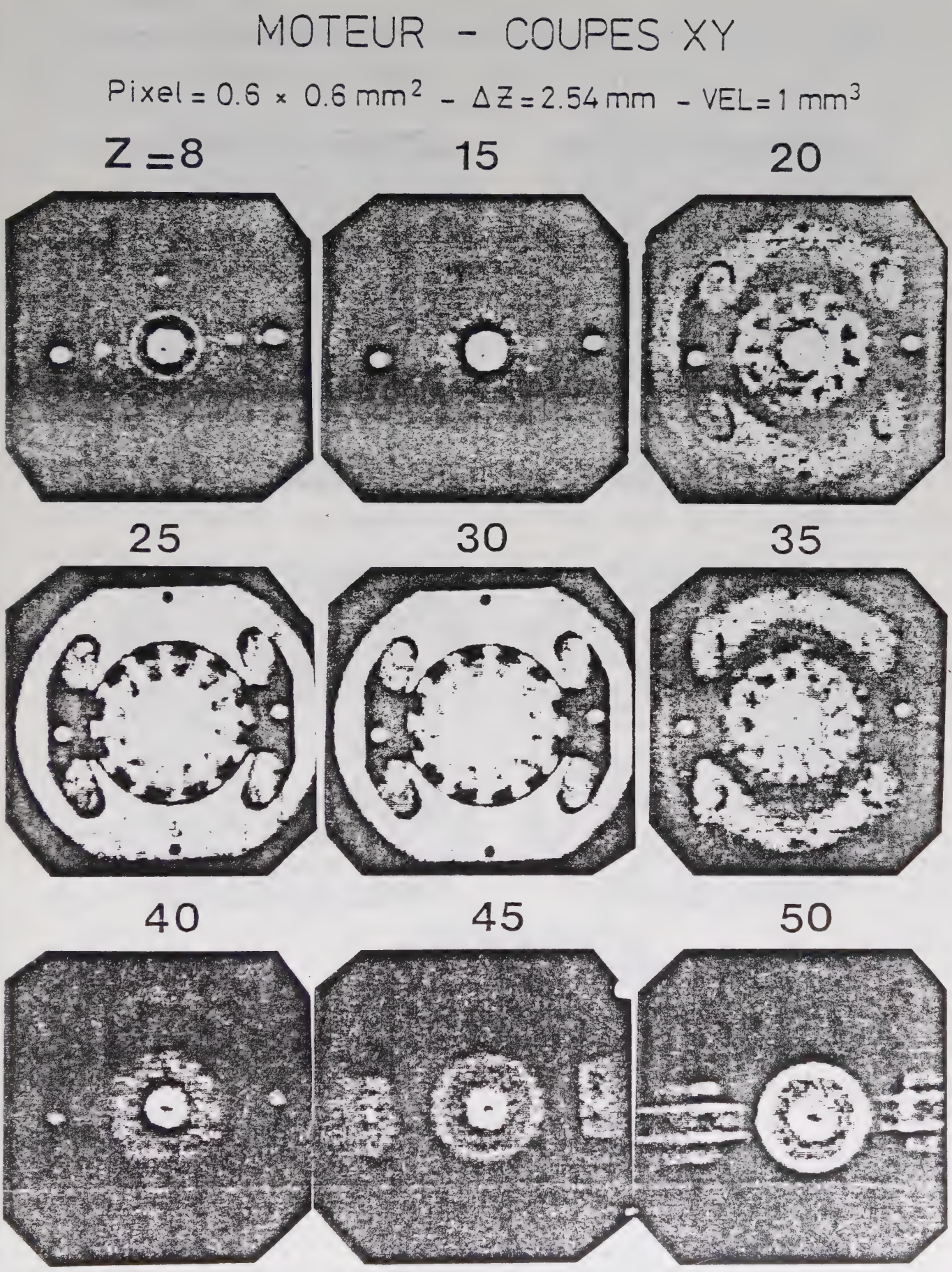


Figure 40 - Quelques tomodensitométries résultant d'une RDN d'un moteur électrique (coupes XY)

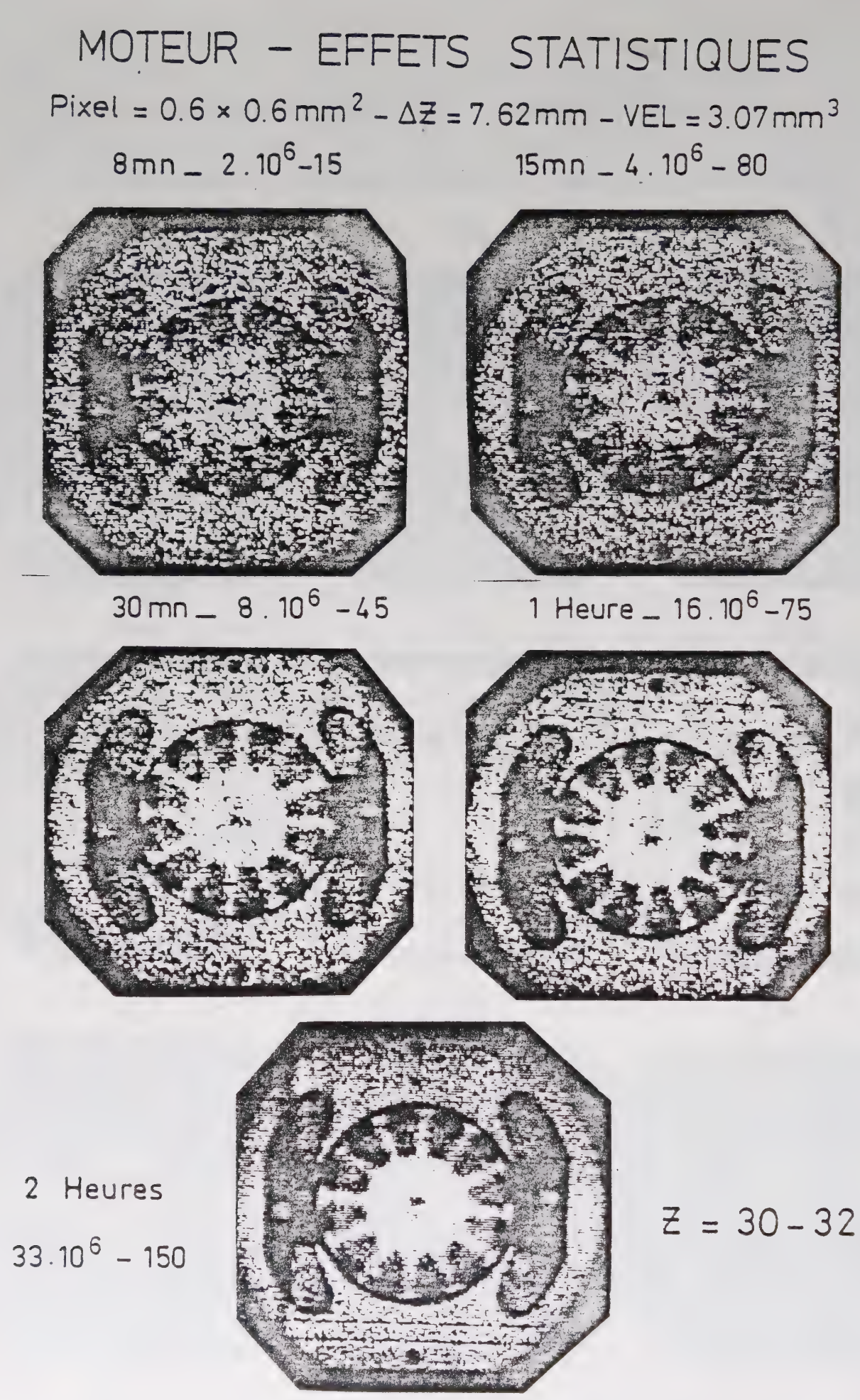


Figure 41 – Résultat des effets statistiques sur la définition de l'image obtenue en RDN. Les temps d'irradiation sont respectivement 8, 15, 30, 60 et 120 mn.

B. RADIOGRAPHIE D'UNE CIBLE EN MOUVEMENT - MATRICE A QUATRE DIMENSIONS (4-D)

Nous avons vu la radiographie d'un moteur électrique à l'arrêt. Elle a été réalisée en vue de préparer une cinéradiographie : en effet, l'acquisition des événements diffusés au niveau de la matrice de visualisation peut être synchronisée de manière rapide (de l'ordre de quelques microsecondes) sur un signal externe T représentatif de la phase du mouvement périodique.

Dans ces conditions d'utilisation, la matrice M contenue en mémoire de masse, habituellement gérée en matrice 3-D, devient une matrice à 4 dimensions M(X,Y,Z,T), qui permet de visualiser des mouvements périodiques rapides, malgré une durée d'irradiation longue.

Nous avons donc réalisé une radiographie du moteur en rotation (1800 tours/mn). Le synchronisation de phase est prise au moyen d'un système optoélectronique ponctuel monté sur l'arbre moteur. Le paramètre T est fourni par une horloge, déclenchée et mise en phase par le système optoélectronique à chaque passage du rotor sur la même position spatiale et dont la fréquence a été réglée correctement pour obtenir une bonne précision en temps. A chaque période ou groupe de périodes prédéterminés de cette horloge, fonction de la précision angulaire choisie, est affectée une adresse. On construit autant de matrices qu'il y a de périodes ou de groupe de périodes d'horloge dans l'intervalle de temps nécessaire au rotor pour accomplir une rotation complète. Chaque événement détecté est associé temporellement à la période ou au groupe de périodes correspondants qui aiguillent, après le calcul du vertex, les paramètres X,Y,Z en fonction de T. Dans cette RDN, l'horloge a une période de 3840 Hz avec un groupement de 32 périodes d'horloge pour une unité de temps T. Nous avons donc découpé la mémoire de masse en 120 sous-matrices correspondant chacune à un instant T_j et comportant dix tranches pour la variable Z_i chacune de 5 mm d'épaisseur. On construit par conséquent, à l'acquisition des données, des matrices

$$M_{ij}(X,Y,Z_i,T_j).$$

En visualisation il suffit, pour obtenir une cinéradiographie du moteur, de balayer rapidement les matrices de rang i choisi : $M_i\left[X,Y,Z_i(T)_1^{120}\right]$.

Dans notre système de visualisation actuel on réalise la construction d'une image dans un temps de l'ordre de 1/20ième de seconde.

La figure 42 donne les 16 premières photographies (coupe XY) de l'ensemble des 120 coupes reconstituant le mouvement du moteur. Ici, le champ d'irradiation (plan X,Y) est de 50 × 50 mm^2, le pixel de 1,27 × 1,27 mm^2 avec ΔZ = 5 mm. Chaque "prise de vue" correspond à un temps de pose d'environ 300 microsecondes. On peut constater en regardant les séquences (le temps croît de gauche à droite

et de bas en haut) et en se basant sur les ailettes du rotor, que le mouvement de rotation se fait dans le sens des aiguilles d'une montre.

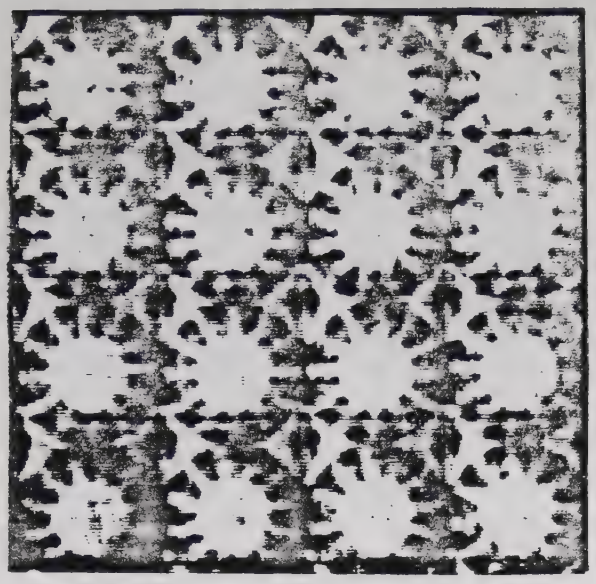


Figure 42 - Eléments de cinéradiographie d'un moteur (rotor) électrique tournant à 1800 tr/mn. Chaque élément correspond à un "temps de pose" de ≈ 3 × 10^{-4} seconde.

Il a fallu près de dix heures pour réaliser cette radiographie dynamique (seulement lissée après acquisition). Le temps d'irradiation relativement long provient du nombre important de sous-matrices. Cette expérience montre que tout organe en mouvement périodique qui peut être assujetti à une synchronisation peut être radiographié en RDN. Cela donne à la radiographie par diffusion nucléaire une dimension supplémentaire : relation espace-temps que l'on peut gérer soit en dynamique soit en statique.

A partir de cette expérience, la radiographie d'un coeur in-vivo doit être possible, à condition bien sûr que la sensibilité de la RDN soit telle que l'on puisse apprécier des différences de densité significatives comme celle par exemple entre le sang et les muscles cardiaques (la synchronisation de la phase du mouvement cardiaque se prenant sur les signaux fournis par un électrocardiogramme). La vitesse des mouvements cardiaques étant relativement lente, le nombre de sous-matrices nécessaire a une bonne description est beaucoup moins important que dans l'expérience faite sur le moteur électrique. Par conséquent, pour une même précision statistique, le temps d'irradiation est plus réduit.

C. APPLICATIONS DE LA RDN A LA RADIOGRAPHIE MEDICALE

C.I. Généralités

Les doses d'irradiation mises en jeu par la RDN sont inférieures ou équivalentes au rad. Elles sont donc compatibles avec une utilisation en radiographie médicale.

Comme la diffusion multiple coulombienne est peu importante pour les corps légers, la résolution volumique reste inférieure à la dizaine de mm^3. Par ailleurs, l'information fournie par la RDN est différente de celle obtenue par la radiographie par rayons X. Par exemple nous avons vu au chapitre (III.E) que le calcium donne à peu près la même réponse que l'eau en RDN. Ceci facilite la localisation de tissus mous à l'intérieur de masses osseuses importantes (moelle épinière dans le canal rachidien).

Pour une bonne compréhension de certains termes utilisés dans la dénomination de plans ou des tomographies, la figure 43 donne la correspondance entre le vocabulaire utilisé et la situation spatiale.

Le système de coordonnées est donné par un système de référence anatomique. Cependant, lors d'une radiographie, l'orientation de la pièce anatomique, par rapport aux coordonnées du système (X,Y,Z) peut être différente de cette référence. Lorsque ces systèmes se trouveront référencés différemment, il en sera fait mention.

Depuis 1976, nous avons radiographié plusieurs sortes de pièces anatomiques, colonne vertébrale, os sphénoïdal, têtes humaines. Les résultats que nous donnons sont ceux qui nous paraissent parmi les plus intéressants. La somme d'informations recueillies dans une RDN est telle qu'il n'est pas non plus possible de tout présenter ici.

La reproduction des images tomographiques n'est pas toujours de très bonne qualité. Ceci est dû essentiellement à deux facteurs : des moyens limités dans l'appareillage de visualisation sur écran (4 niveaux de teinte seulement jusqu'en 1981) et reproduction photographique à très gros contraste de film (limitation dans la bande passante des teintes).

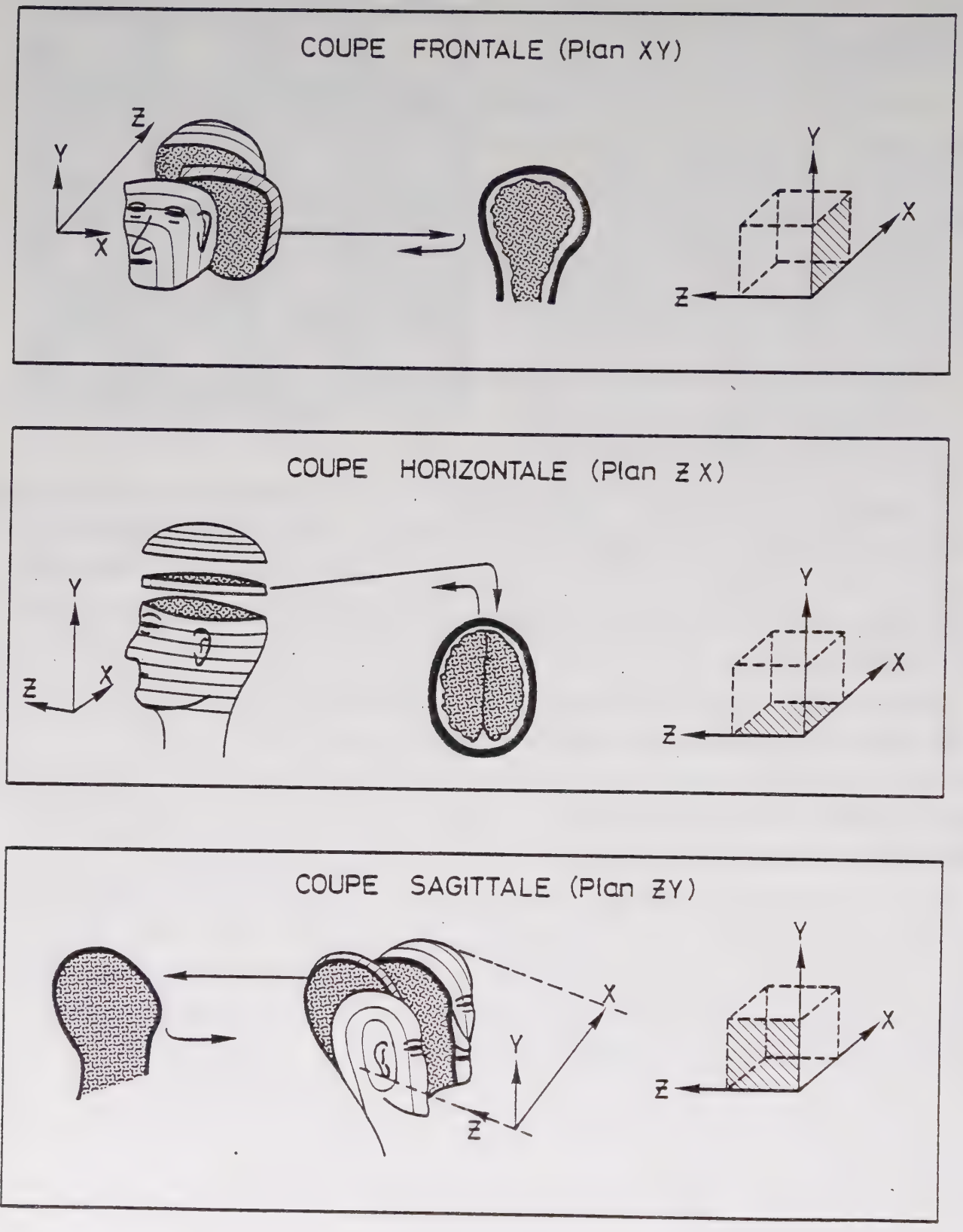


Figure 43 - Relation entre le vocabulaire utilisé et l'orientation des tomographies anatomiques présentées

C.II. Radiographie RDN d'une colonne vertébrale et os sphénoïdal [29]

Cette radiographie a été la toute première réalisée à Saclay en 1977 auprès du synchrotron Saturne.

Il n'a fallu pas moins de 8 jours d'irradiation pour obtenir 75 événements/mm^3 soit 16 millions d'événements acquis dans cette radiographie sur un champ d'irradiation de 5 × 5 cm^2. Il est vrai que l'angle solide de détection des protons diffusés était faible (9×10^{-2} srd). Durant cette irradiation, la dose déposée a été d'environ 17 rads, la vitesse d'acquisition des événements d'environ 70 événements par cycle Saturne (environ 3 secondes). De toutes façons, le système d'acquisition ne permettait guère de dépasser la centaine d'événements par cycle.

Chaque pixel ($\Delta X, \Delta Y$) vaut 0,6 × 0,6 mm^2 et ΔZ = 1,2 mm soit 0,43 mm^3 par voxel. La matrice (X,Y,Z) a 600 000 voxels pour un volume radiographié de $\approx$ 250 cm^3. Cette matrice n'a pas bénéficié de l'ensemble des corrections, qui ont été exposées, en particulier la sélection de coplanarité de DMC non faite à l'époque.

Cette cible est constituée d'une portion de colonne vertébrale contenant la moelle épinière et d'un os sphénoïdal (selle-turcique). Les deux pièces anatomiques sont placées dans leur position normale par rapport à la coordonnée verticale du système expérimental. La colonne vertébrale étant en amont de l'os sphénoïdal par rapport au faisceau incident, l'axe postéro-antérieur des vertèbres dorsales est parallèle à la direction du faisceau, alors que l'os sphénoïdal est, lui, disposé perpendiculairement à celui-ci (le faisceau entrant par le côté gauche) (figure 44.a).

Les figures 44.b.c.d. sont respectivmeent des radiographies X suivant les trois plans : horizontal, frontal, sagittal.

La planche 1 est la reconstitution 3-D de cette RDN (radiographie simple) correspondant au trois plans orthogonaux. Ces tomographies sont présentées avec un pixel = 1,2 × 1,2 mm^2 et 3,6 mm d'épaisseur, soit un voxel = 5,18 mm^3.

La planche 1.a donne les coupes frontales successives (déplacement selon l'axe Z). On voit parfaitement le canal rachidien (TR 16 à TR 27), les vertèbres avec leur enveloppe cartilagineuse plus durs (TR 28 à TR 45), les trous de conjugaison (TR 22-24). Puis la selle turcique avec le logement de l'hypophyse (TR 61-63).

La planche 1.b donne les coupes horizontales (déplacement suivant l'axe Y, ici suivant le canal rachidien). Dans cette succession d'images on reconnaît facilement pour la colonne vertébrale : le départ des côtes, la partie spon-

Figure 44

gieuse de l'os, la partie postérieure plus dure (épiphyse), le trou médulaire. Enfin, les formes caractéristiques de l'os sphénoïdal.

La planche 1.c donne les coupes sagittales successives où l'on retrouve une composante des deux autres orientations de coupe, en particulier les zones discales et la colonne vertébrale.

La planche 2 montre une série de coupes frontales et la même radiographie mais avec une plus grande définition spatiale : pixel = 0,6 × 0,6 mm^2, épaisseur de la tranche : 2,4 mm soit un voxel = 0,87 mm^3. On retrouve, mais avec plus de détails ce qui a été présenté dans la planche précédente (planche 1.a).

A noter que, pour cette RDN, nous avions entouré la colonne vertébrale avec un fil de cuivre de 1 mm de diamètre comme "marqueur de position" dans le plan ZX. On repère très bien ce fil de cuivre entre autres sur les coupes frontales TR 1-3, TR 46-48 et TR 49-51 de la planche 1.a et TR 1-2, TR 3-4, TR 47-48 et TR 49-50 de la planche 2.

Dans toutes les visualisations, on introduit une échelle de teintes, définie par un seuil au-dessous duquel on a une teinte noire et par une variation linéaire de la teinte passant progressivement du noir au blanc en quinze teintes fonction du contenu du voxel. En fonction du seuil et de l'amplitude de chaque niveau de teinte, la structure de l'image donc l'information présentée est différente. Pour illustrer ceci, la planche 3 montre ce que l'on peut obtenir, par exemple, sur une coupe horizontal de la cible (50 mm d'épaisseur et des pixels de 1,2 × 0,6 mm^2) en faisant varier la valeur du fond que l'on enlève. On fait varier ce fond de la valeur de contenu 221 à celle de 201, sans changer la valeur du nombre de coups par niveau de teinte (au moment de cette expérience, nous ne pouvions élaborer que 4 niveaux de teinte). Nous voyons que la partie dure (épiphyse) de la face postérieure de la colonne sort en premier (seuil haut = 220). Dès la valeur 216, on commence à observer la partie dure des disques cartilagineux, à la valeur 214 l'os spongieux, en 210 et 209 apparition de la moelle épinière dans le trou médulaire et les muscles qui entourent la colonne. On arrive enfin à une saturation à peu près totale de l'image qui représente le coton imbibé de solution formolée entourant les pièces anatomiques.

La planche 4 établit une comparaison entre la RDN simple et une tomographie-X conventionnelle (4.a) et une tomographie par scanner-X (4.b.c) des mêmes pièces anatomiques.

La planche 4.a est une image dans le plan frontal (XY) de l'os sphénoïdal (c'est dans ce plan, comme nous l'avons vu, que nous avons la meilleure résolution en RDN). Le pixel = 0,6 × 0,6 mm^2 et l'épaisseur de tranche de 6 mm pour l'image RDN.

La planche 4.b est une image dans le plan horizontal de l'os sphénoïdal avec, pour les images en RDN, un pixel = 1,2 × 0,6 mm^2 et 3,6 mm d'épaisseur de tranche. Les deux images RDN diffèrent d'une unité pour la valeur du seuil

La planche 4.c est une image dans le plan horizontal de la colonne vertébrale avec, pour l'image RDN un pixel = 1,2 0,6 mm^2 et 6 mm d'épaisseur de tranche et dont le seuil est choisi de telle façon que la moelle épinière ressorte bien sur l'image.

Enfin, sur ces deux pièces anatomiques, nous avons fait, dans la même irradiation, la radiographie de l'hydrogène. Cette radiographie illustre ce qui a été dit au chapitre II.B.2 à propos de la séparation des réactions de diffusion nucléaire sur le noyau d'hydrogène. Le contenu en hydrogène varie assez fortement entre les os et les tissus nerveux. Il a été établi que les os contenaient environ 6 % d'hydrogène en poids, alors que les tissus nerveux en contiennent 10,4 % [21]. Cette différence est suffisamment importante pour obtenir une bonne discrimination entre le corps sphénoïdal et l'os qui l'entoure. Les planches 5 et 6 comparent la RDN simple et la RDN de l'hydrogène.

La planche 5 représente la même tomographie que la planche 3 avec seulement quatre niveaux de seuil différents. La RDN simple (5.a) est comparée à la RDN de l'hydrogène (5.b). Dans cette dernière nous voyons apparaître en "positif" la moelle épinière au niveau de seuil de 53 alors qu'elle est en "négatif" en RDN simple.

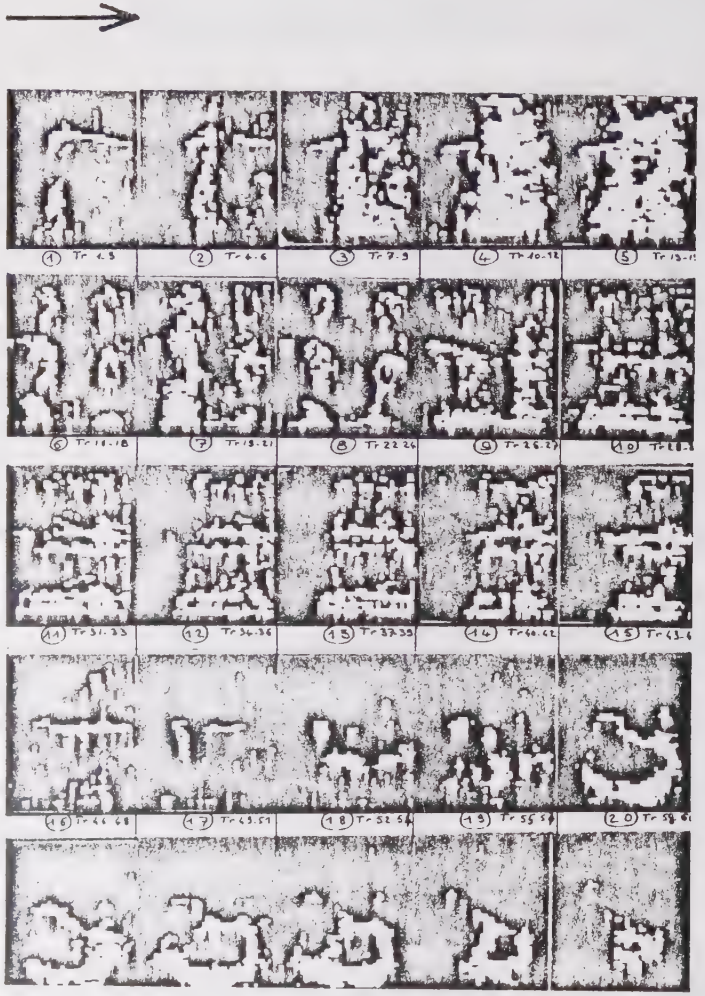
La planche 6 présente la même comparaison mais dans le plan frontal (pixel = 1,2 × 1,2 mm^2, épaisseur = 14,4 mm). En (b2) ressort la moelle épinière qui vient se superposer en (a2) au canal rachidien. Il en est de même pour la selle turcique en (b5) et (b6) par rapport à (a5) et (a6).

Il faut noter que le rapport que nous avons obtenu dans cette radiographie entre le nombre d'événements "hydrogène" et celui d'événements "simples" est d'environ 7 % ce qui est inférieur aux grandeurs théoriques annoncées au chapitre III.

Cette comparaison visuelle entre ces deux types de radiographie (simple et hydrogène) montre bien des contrastes entièrement différents et la complémentarité de l'information dans l'analyse radiographique de ces deux pièces anatomiques.

COLONNE VERTEBRALE ET OS SPHENOIDAL

Pixel = 1,2×1,2 mm^2 - ΔZ = 3,6 mm - Voxel = 5,18 mm^3

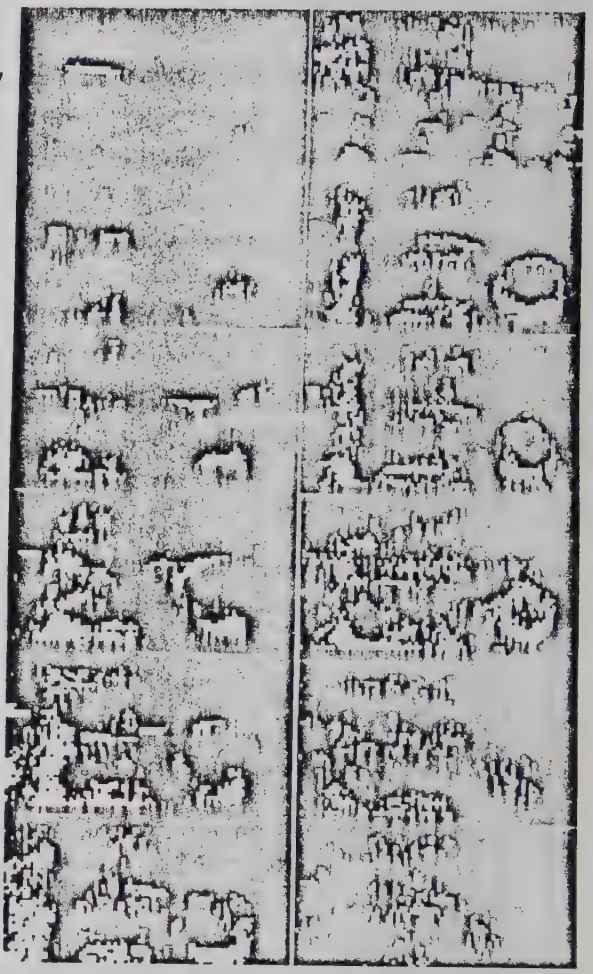


(a)

Coupes frontales

(b)

Coupes horizontales



(c)

Coupes sagittales

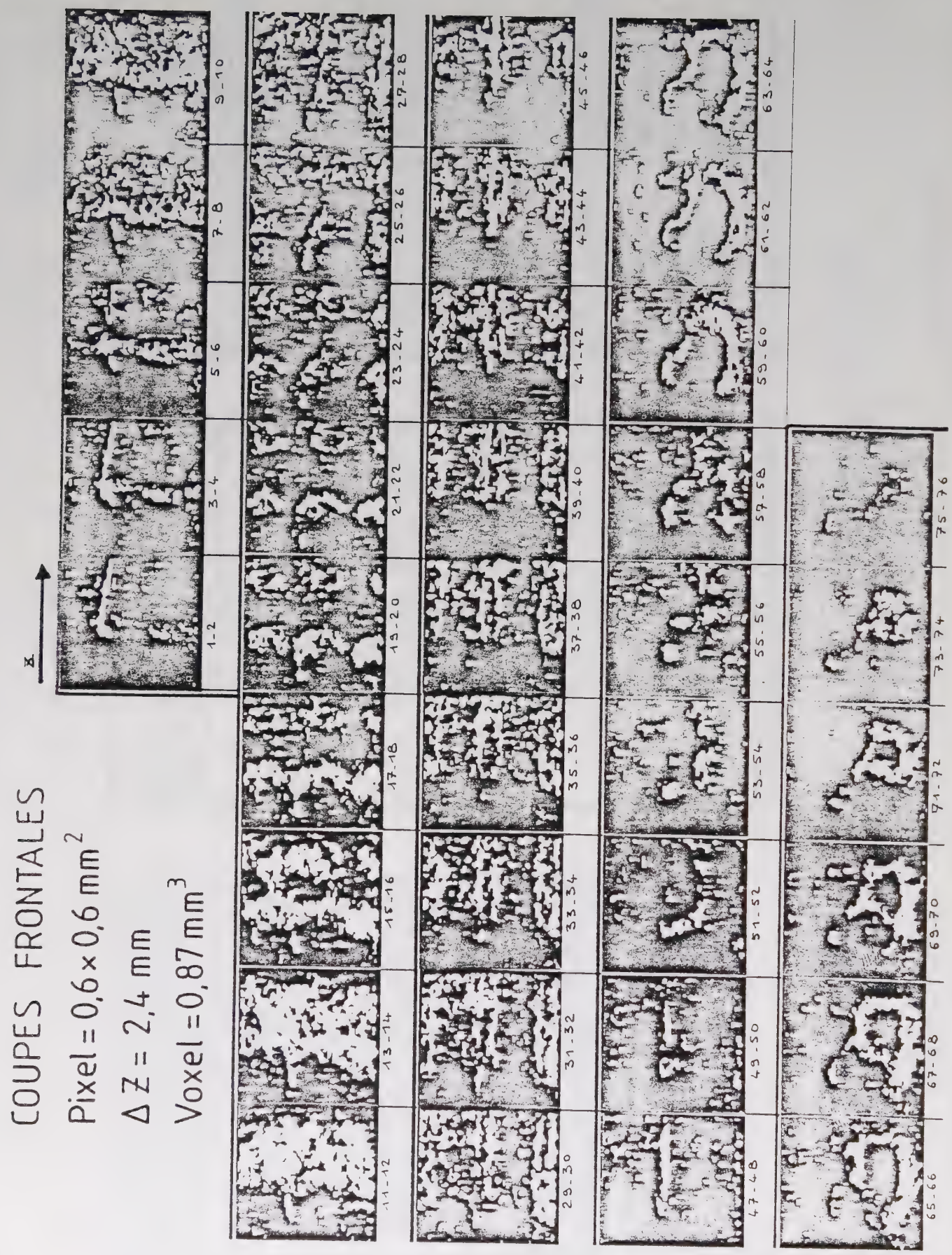

COUPES FRONTALES
Pixel = 0,6 × 0,6 mm²
Δ Z = 2,4 mm
Voxel = 0,87 mm³
Z
1-2
3-4
5-6
7-8
9-10
11-12
13-14
15-16
17-18
19-20
21-22
23-24
25-26
27-28
29-30
31-32
33-34
35-36
37-38
39-40
41-42
43-44
45-46
47-48
49-50
51-52
53-54
55-56
57-58
59-60
61-62
63-64
65-66
67-68
69-70
71-72
73-74
75-76

Planche 2

(échelle arbitraire)

Planche 3

4-A

4-B

4-C

Planche 4

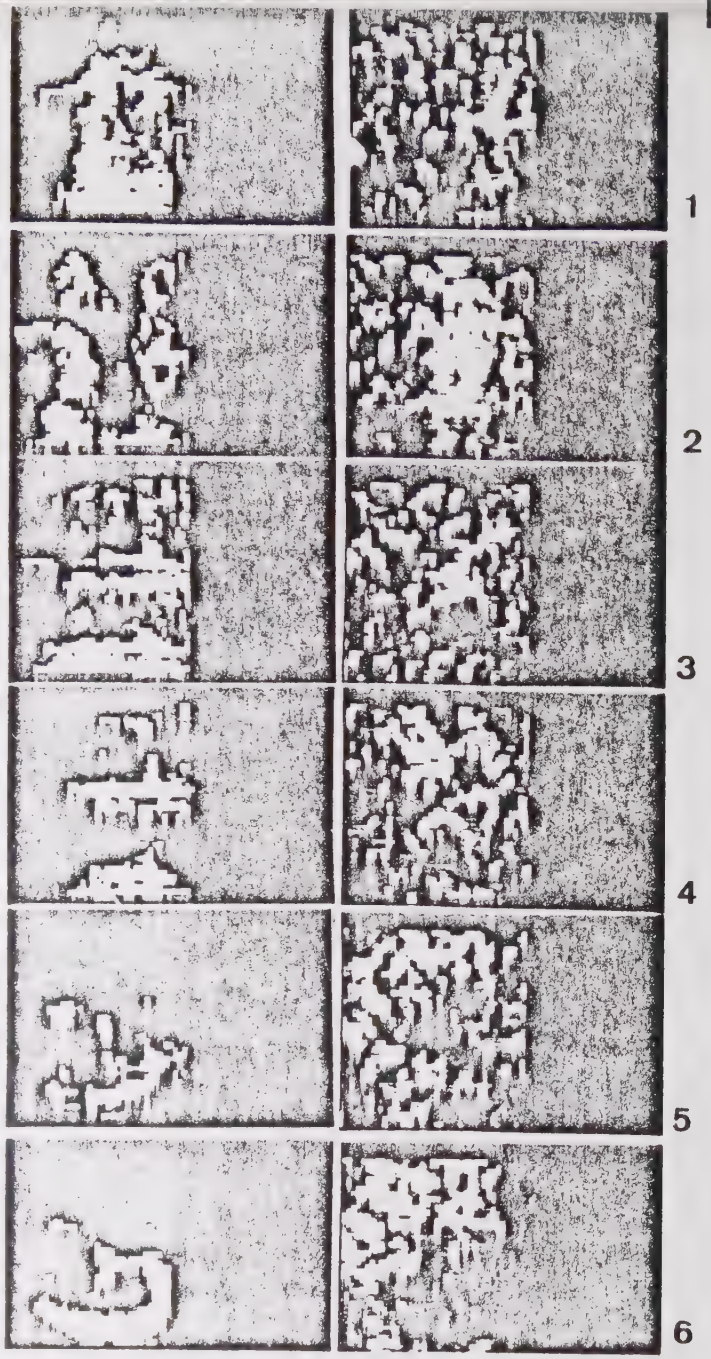
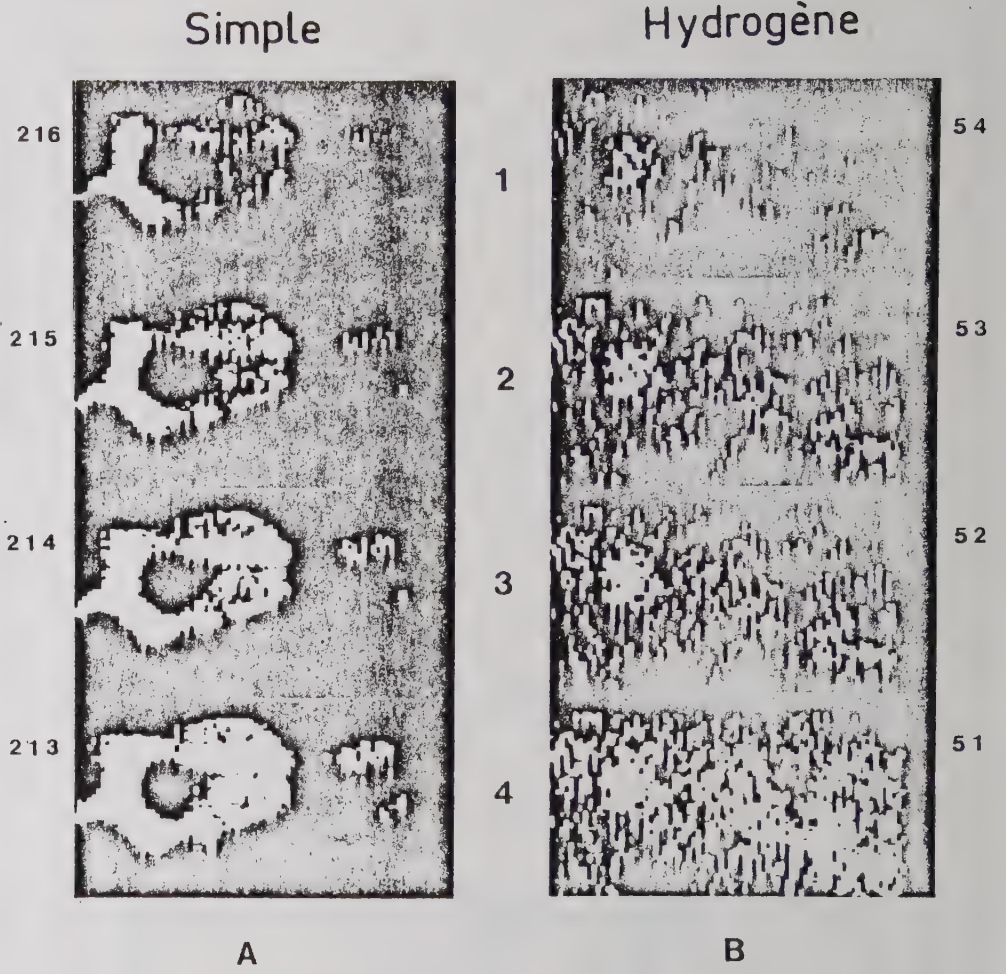


Planche 6

Planche 5



C.III. Radiographie de têtes humaines non vivantes fixées par solution formolée : (CERN 1978 [30], Saclay 1981)

1. Radiographie RDN d'une tête complète (CERN 1978)

C'est au CERN, durant la période d'arrêt de l'accélérateur Saturne à Saclay que nous avons réalisé notre première radiographie par protons d'une tête humaine fixée par une solution formolée. Cette étude en RDN a été complétée, pour comparaison, par une radiographie au moyen du scanner X au CHU de la Timone à Marseille, en essayant de conserver à peu près les mêmes angles pour les tomographies.

Les caractéristiques de cette RDN sont :

- matrice M(X,Y,Z) 124 × 124 cellules dans le plan XY et 96 tranches en Z
- pixel = 1,4 × 1,4 mm^2. Epaisseur = 2,8 mm
- voxel = 5,5 mm^3.

Soit environ $1,5 \times 10^6$ voxels dans la matrice.

- Les plans horizontaux sont situés dans le plan XY. Les plans frontaux et sagittaux dans les plans ZX et ZY.
- Dose déposée : environ 0,3 rads.
- Durée de la RDN : 4 jours pour une acquisition d'environ 130 millions d'événements.
- Statistique : 20 événements simples/mm^3 pour les tissus mous. La vitesse d'acquisition est d'environ 1200 bons événements/cycle machine (environ 3 secondes) pour un angle θ_D minimal de 16° (angle solide Ω = 1,2 srd.

a) Traitement de la matrice brute M(X,Y,Z) [23]

Un premier traitement consistait à corriger cette matrice des distorsions d'intensité introduites par la non uniformité du faisceau incident, l'atténuation des protons incidents et des particules diffusées et la variation d'angle solide de la détection. Cette correction était obtenue en regroupant les cellules en cubes de 8,4 mm de côté, en sélectionnant parmi eux ceux qui ne contiennent que du tissu mou et en reproduisant leur comptage par une fonction du type

$$F(X,Y,Z) = \sum_{i=0}^{2} \left(\sum_{j=0}^{2} \left(\sum_{k=0}^{2} C_{ijk} Z^k \right) Y^j \right) X^i$$

dont la forme (fonction du second degré en X,Y,Z) ne permettait de reproduire

que des variations lentes à travers la cible, caractéristiques des phénomènes mentionnés ci-dessus.

La correction maximale était de l'ordre de 20 %, l'écart quadratique moyen entre la valeur de cette fonction et le comptage des tissus mous était de 4 %. Le résultat de cette correction apparaît clairement sur la figure 45 où sont portés les spectres de densité des cellules d'une tranche de 11,2 mm d'épaisseur (4 tranches sommées). La figure 45.a correspond à la matrice non corrigée pour laquelle les tissus mous forment un pic dont la largeur relative est de l'ordre de 30 %. Les os n'apparaissent que sous la forme d'une queue vers les hautes densités.

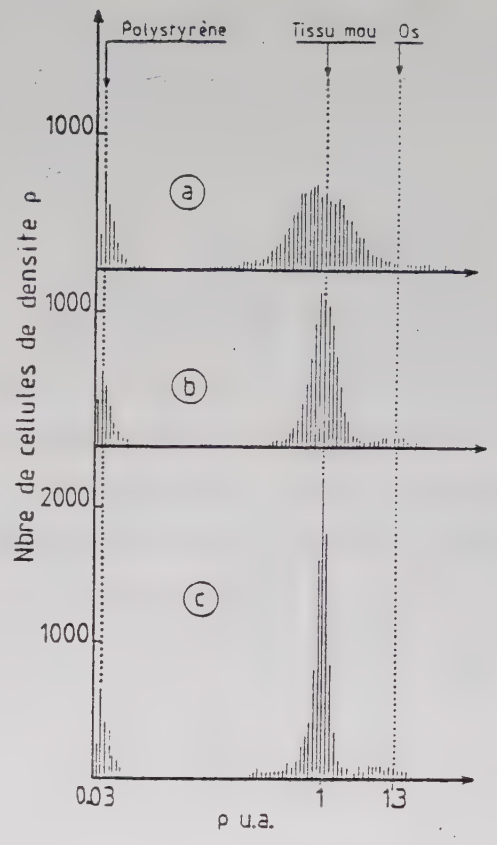


Figure 45 - Distribution de densité des cellules d'une tranche de 11,2 mm d'épaisseur. (a) données brutes ; (b) données corrigées par une fonction du second degré en XY et Z obtenue en minimisant l'étalement de la densité des tissus mous sur toutes la cible. (c) données corrigées puis lissées de manière à ramener l'effet statistique de 11 % FWHM (dans (a) et (b)) à 2,5 %.

La figure 45.b montre le même spectre pour la matrice corrigée ; on voit que l'étalement de densité des tissus mous est tombé à 13 % (la statistique correspondant au nombre de coups par cellule est 11 %) ; les os apparaissent, maintenant, sous la forme d'un pic distinct. La figure 45.c montre le résultat d'un deuxième traitement qui consiste à effectuer un lissage à deux dimensions sur les tranches XY (cf.chapitre V.C.2) de manière à ramener l'effet statistique à 2,5 % (au prix d'une perte de résolution) ; l'étalement de densité des tissus mous est maintenant de 5,5 %, sensiblement supérieur à l'effet statistique.

a) Coupes horizontales : planches 7 et 8

La planche 7 montre les coupes horizontales RDN de la tête, d'épaisseur 11,2 mm (voxel = 22 mm^3). Cette épaisseur est comparable à celle des tomographies obtenues par les scanners-X de l'époque. On a, pour cela, sommé quatre tranches de la matrice (X,Y,Z) selon l'axe Z. Les chiffres situés au-dessus de chaque image donnent les numéros de tranche. On peut remarquer (et ce qui est particulier à la RDN, comme il en a été fait mention) le peu d'effet de satura-

tion que représentent les os par rapport aux tissus mous, comparé aux techniques conventionnelles utilisant le rayonnement X.

Les tranches 13/16 à 21/24 correspondent au menton et à la bouche (gencives, dents). Les tranches 25/28 à 37/40 au sinus maxillaires et au départ de la colonne vertébral (vertèbres cervicales). En 37/40 on remarque les conduits auditifs. En 45/48 et 49/52 les rochers et sinus frontaux. De 53/56 à 77/80 on se trouve au niveau des hémisphères cérébraux, en particulier en 69/72 et 73/76 on distingue la matière grise (partie claire) et la matière blanche (partie plus sombre) des lobes pariétaux et frontaux et enfin le cortex cérébral.

La planche 8 est la présentation des mêmes coupes horizontales mais avec seulement 2,8 mm d'épaisseur de tranche (voxel = 5,5 mm^3). Ces tomographies ont subi quatre lissages successifs. Cette planche illustre la sensibilité de la RDN puisque les structures ressortent encore correctement malgré une épaisseur de tranche quatre fois moindre. Toutefois, le fait de lisser quatre fois la matrice pour gagner sur l'effet de statistique entraîne une perte de résolution qui apparaît assez nettement au niveau des os de la boîte cranienne, si l'on compare avec la planche 7. Cependant la structure générale demeure significative et l'on peut observer l'évolution des hypodensités d'une tranche à l'autre.

b) Coupes frontales : planches 9.1 et 9.2

Ces deux planches montrent en 30 tranches successives de 5,6 mm d'épaisseur (voxel = 22 mm^3) la totalité des coupes frontales qui vont du front à l'occiput. On suit très bien le menton (9/12) et les machoires jusqu'à leur raccordement en 57/60, les sinus maxillaires (21/24 à 33/36), les fosses temporales et la selle turcique (33/36 à 37/40), les rochers (65/68 à 93/96), la boîte cranienne qui se referme (105/108 à 121/124), ainsi que la nervure osseuse occipitale (117/120). Il est assez facile également de suivre les hypodensités du cerveau.

c) Coupes sagittales : planches 10.1 et 10.2

25 tranches de 5,6 mm d'épaisseur (voxel = 22 mm^3) décrivent l'ensemble des coupes sagittales de la tête. Une seule remarque : sur la tomographie 61/64 (plan médian) on distingue l'os sphénoïdal entre les sinus frontaux et les vertèbres cervicales, avec le logement de l'hypophyse.

d) Radiographie de l'hydrogène : planche 11

Cette planche compare les coupes horizontales de 11,2 mm d'épaisseur (identiques à celles de la planche 7) données par une radiographie simple et une radiographie de l'hydrogène de géométrie identique. Le critère de sélection des interactions nucléaires sur l'hydrogène étant le produit des tangentes ($tg\theta_1 \times tg\theta_2$) lors de l'acquisition des événements bruts. Dans la matrice globale, il y avait, après sélection, environ 7 millions d'événements hydrogène soit environ 6 % du nombre total d'événements. On fait les mêmes observations que précédemment dans le cas de la colonne vertébrale et l'os sphénoïdal. De plus il faut remarquer que l'on conserve l'information sur les hypodensités dans les tissus mous du cerveau (69/72) dans les deux types de radiographie.

e) Différents types de radiographies possibles en RDN

La planche 12 illustre ce qui a été dit au chapitre III.D à propos des différentes informations que l'on peut obtenir à partir des particularités de la radiographie par diffusion nucléaire de protons en combinant RDN simple et RDN hydrogène. Sur cette planche figurent à gauche les tomographies RDN d'une même coupe horizontale de la tête, au niveau des hypodensités du cerveau, obtenue par radiographie simple, hydrogène, traitement H/S et S × H (voxel = 22 mm^3). A droite figure l'histogramme de la distribution du contenu de chaque voxel d'une ligne d'ordonnée Y en fonction de son abcisse X.

Rappelons que, pour certaines tomographies, on a une tomodensitométrie (simple, hydrogène, S × H) et pour d'autres (S/H et H/S) une tomographie indépendante de la densité.

Selon le type de radiographie, apparaissent nettement des différences dans l'information obtenue. La région osseuse, peu riche en hydrogène (≈ 6 % en poids contre ≈ 10,4 % dans les tissus nerveux) fait qu'en RDN simple on enregistre une variation de + 20 % par rapport aux tissus mous, alors qu'en RDN hydrogène il y a une variation de - 15 % et - 25 % en RDN H/S.

Au niveau des hypodensités des deux hémisphères cérébraux, si la variation est de - 6 % par rapport au niveau moyen des tissus mous en RDN simple, elle devient - 15 % en RDN hydrogène et - 20 % en RDN S × H (sensible au carré de la densité).

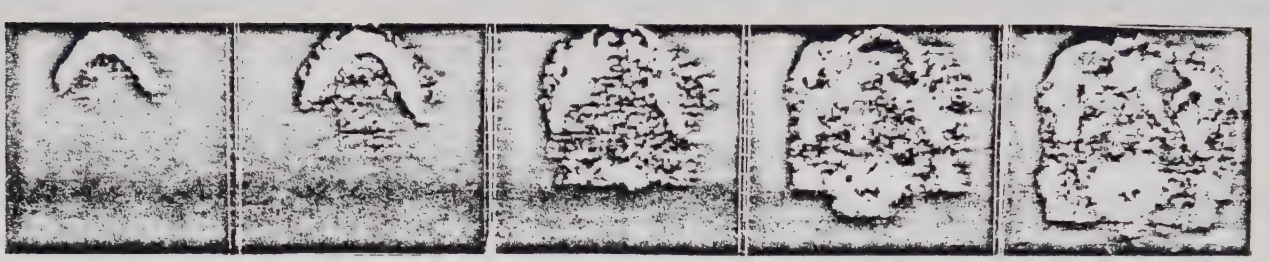
Cette présentation montre assez clairement les sensibilités différentes que l'on peut obtenir en RDN à partir de traitements relativement simples.

XY - SIMPLE

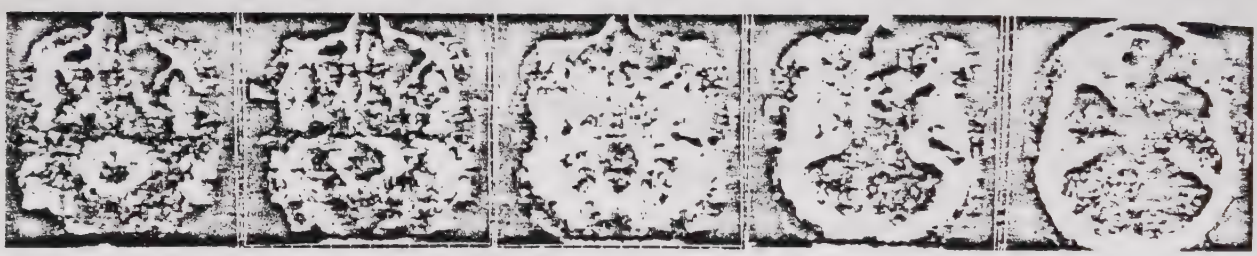
PIXEL : 1.4 x 1.4 mm^2

VEL : 22 mm^3

13-16 17-20 21-24 25-28 29-32



33-36 37-40 41-44 45-48 49-52



53-56 57-60 61-64 65-68 69-72

73-76 77-80 81-84

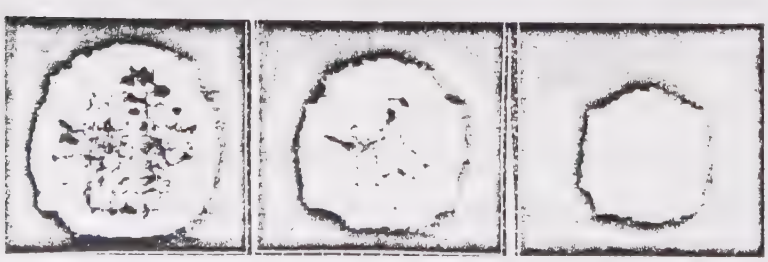


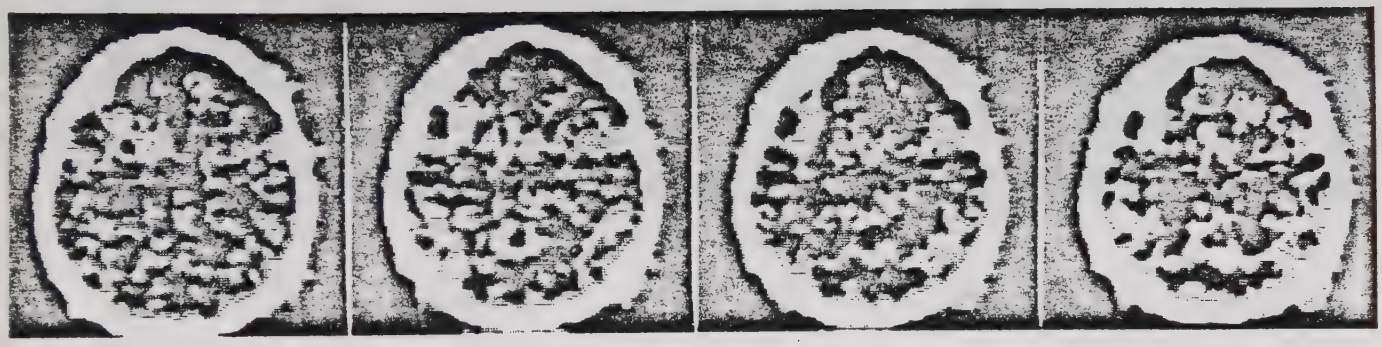
Planche 7

XY - SIMPLE

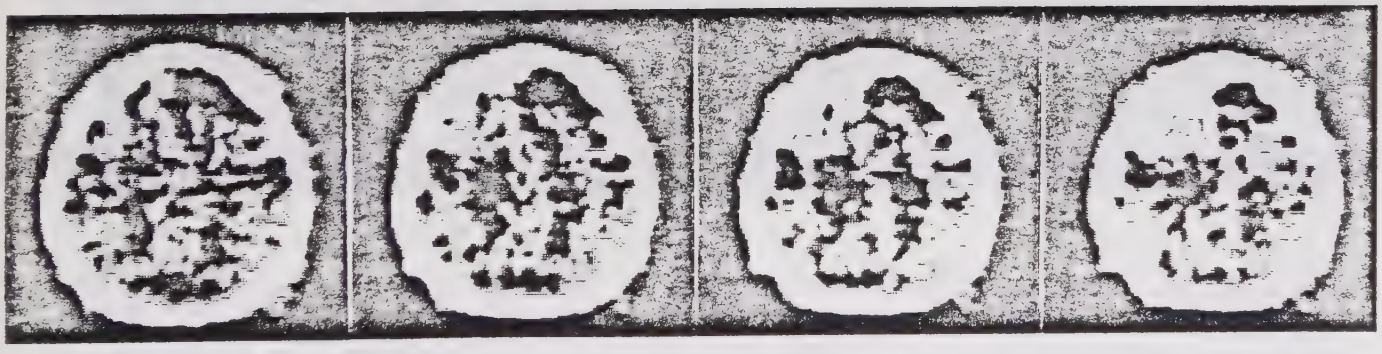
PIXEL: 1.4 × 1.4 mm^2

VEL: 5.5 mm^3

68 69 70 71



72 73 74 75



76 77

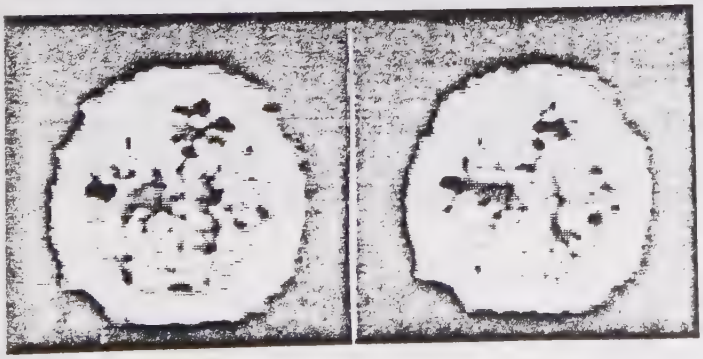


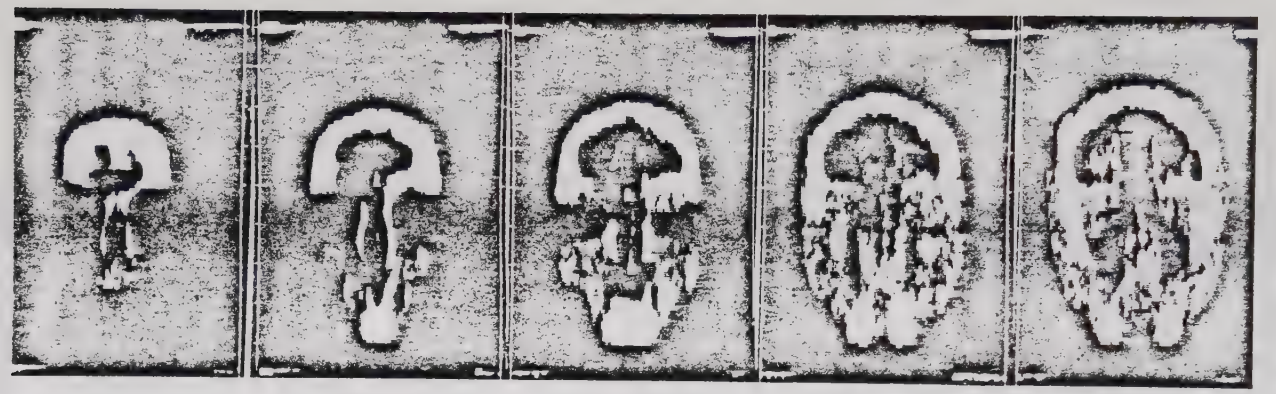
Planche 8

ZX - SIMPLE

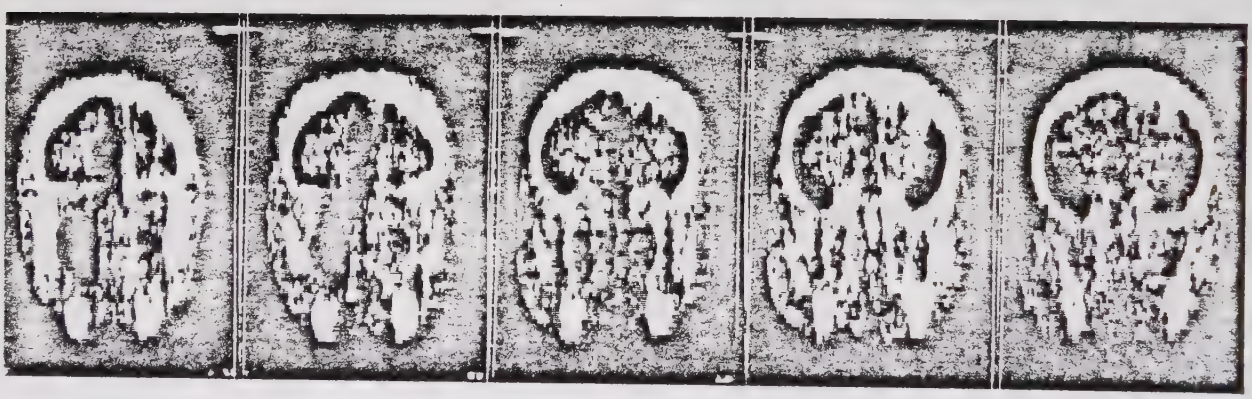
PIXEL : 1.4 x 2.8 mm^2

VEL : 22 mm^3

5-8 9-12 13-16 17-20 21-24



25-28 29-32 33-36 37-40 41-44



45-48 49-52 53-56 57-60 61-64

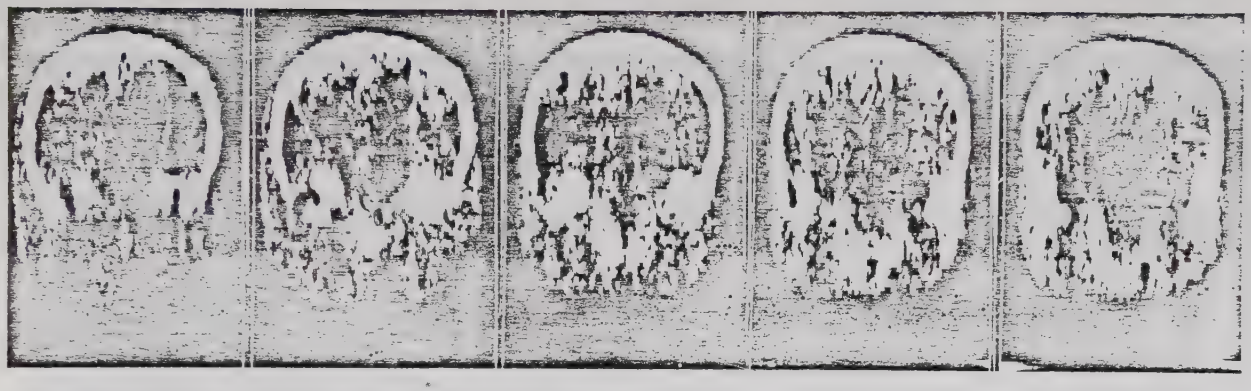
Planche 9-1

ZX - SIMPLE

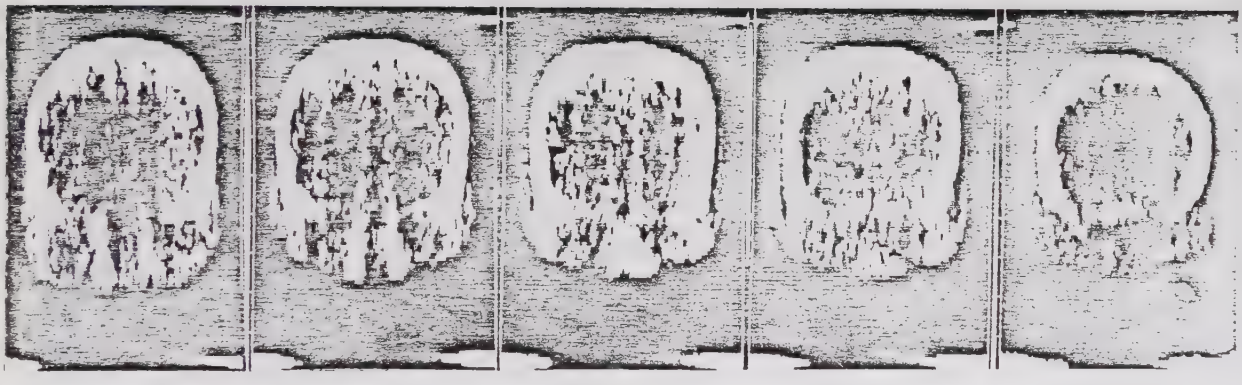
PIXEL : 1.4 x 2.8 mm^2

VEL : 22 mm^3

65-68 69-72 73-76 77-80 81-84



85-88 89-92 93-96 97-100 101-104



105-108 109-112 113-116 117-120 121-124

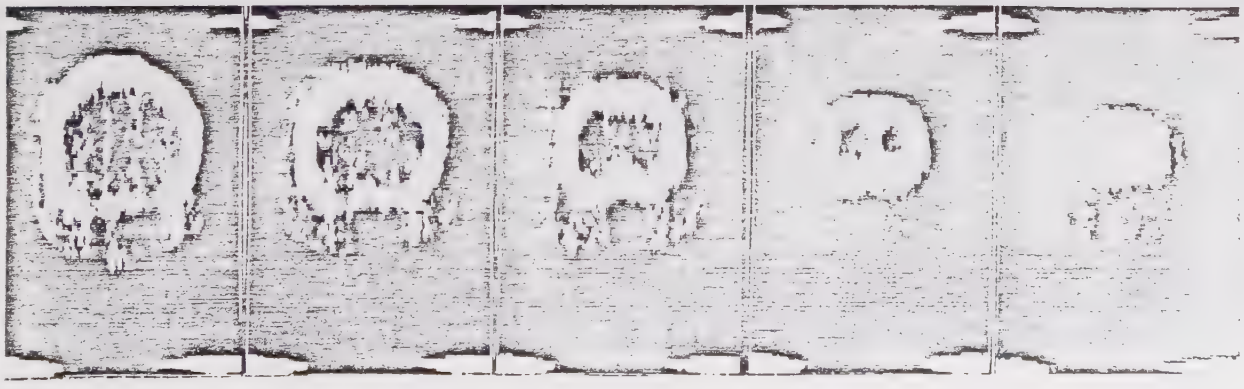


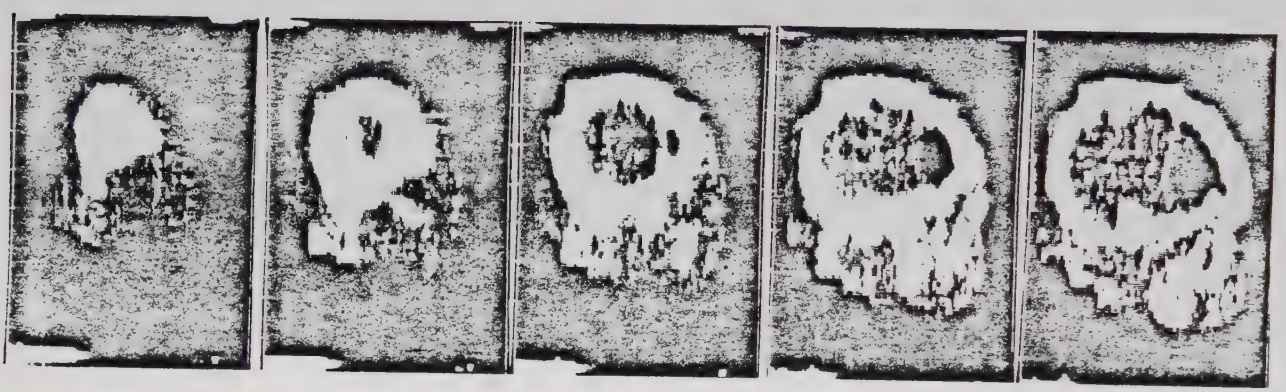
Planche 9 - 2

ZY - SIMPLE

PIXEL : 1.4 × 2.8 mm^2

VEL : 22 mm^3

13-16 17-20 21-24 25-28 29-32



33-36 37-40 41-44 45-48 49-52

53-56 57-60 61-64 65-68 69-72

Planche 10-1

ZY - SIMPLE

PIXEL : 1.4 × 2.8 mm^2

VEL : 22 mm^3

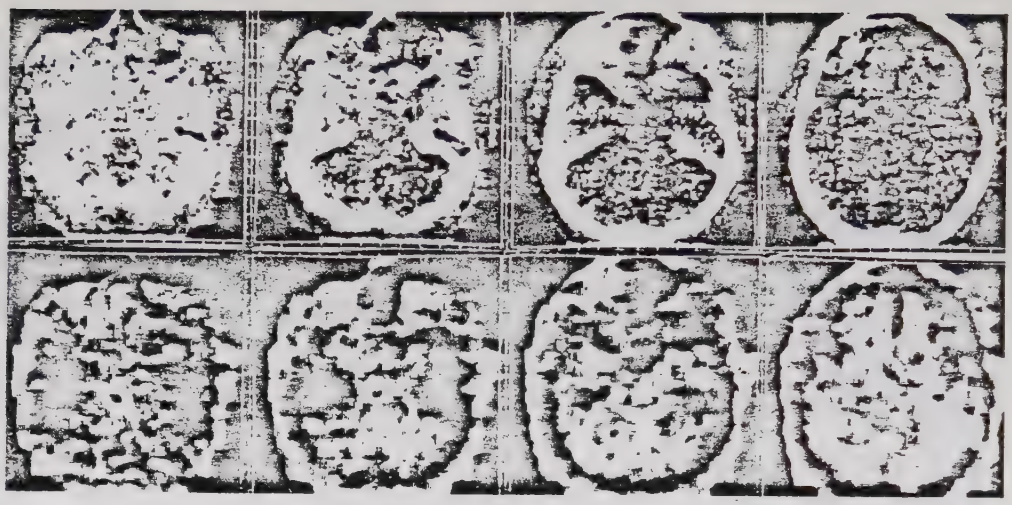
Planche 10-2

X-Y

41-44 45-48 49-52 53-56

Simple

Hydrogène



57-60 61-64 65-68 69-72

Simple

Hydrogène

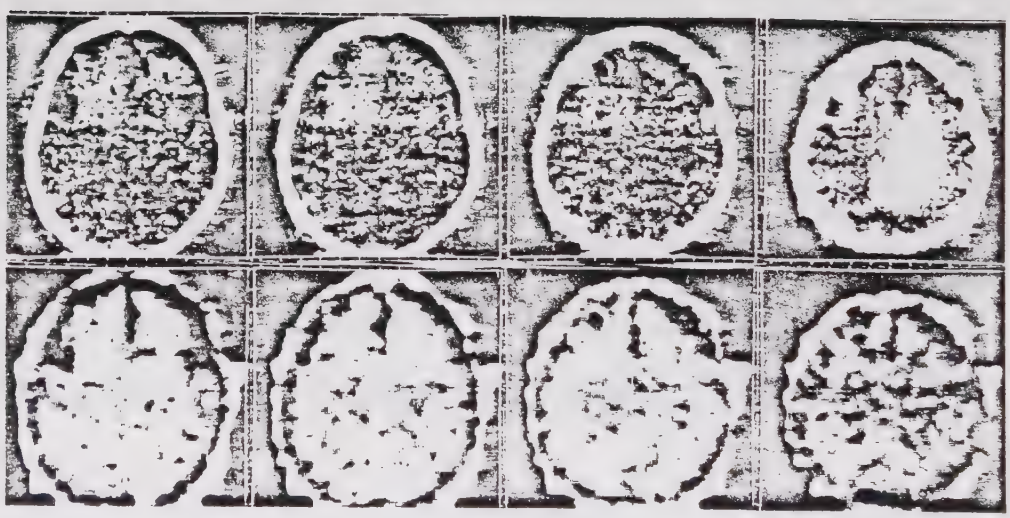


Planche 11

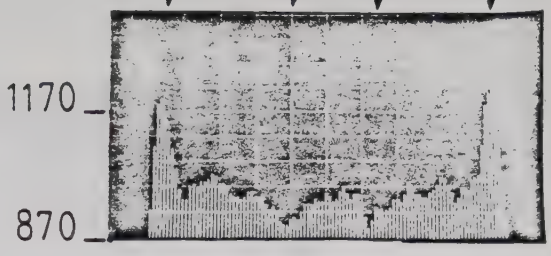
COUPES XY (TR 69 - 72)

COUPE
VEL = 1.4 × 1.4 × 11.2 = 22 mm^3

HISTOGRAMME X
Os — Hypodensités — Os

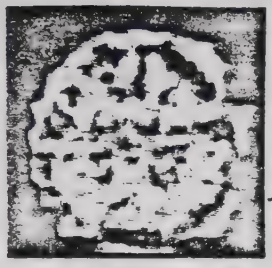
S = SIMPLE
Seuil = 430
Pas = 20

82-83

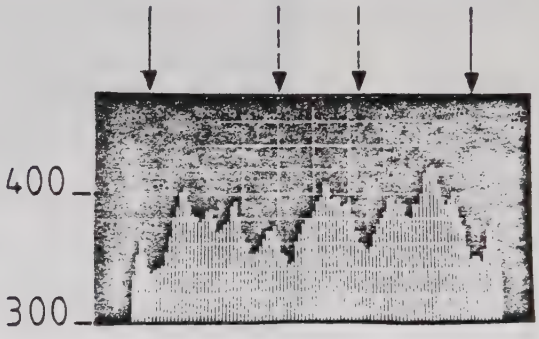


~6 % / div.

H = HYDROGENE
Seuil = 80
Pas = 4



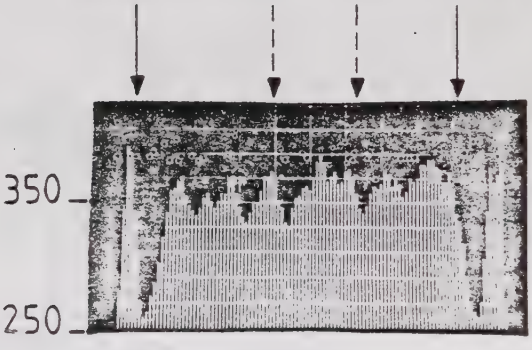
81-84



~5 % / div.

H / S
Seuil = 80
Pas = 4

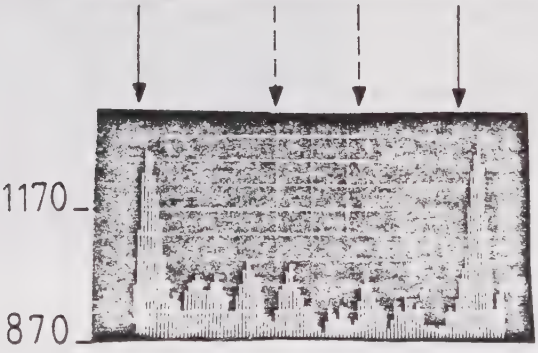
81-84



~5 % / div.

S / H
Seuil = 430
Pas = 20

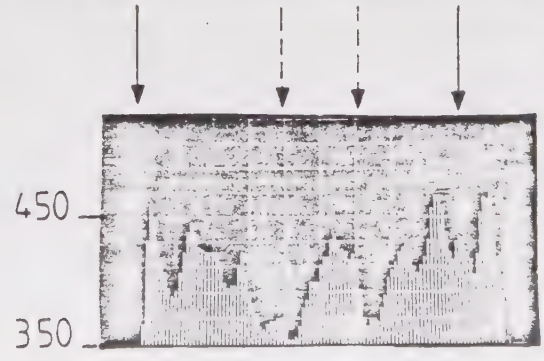
81-84



~6 % / div.

S×H
Seuil = 85
Pas = 4

81-84



~5 % / div.

14 mm / div.

Planche 12

XY - SIMPLE - SCANNER

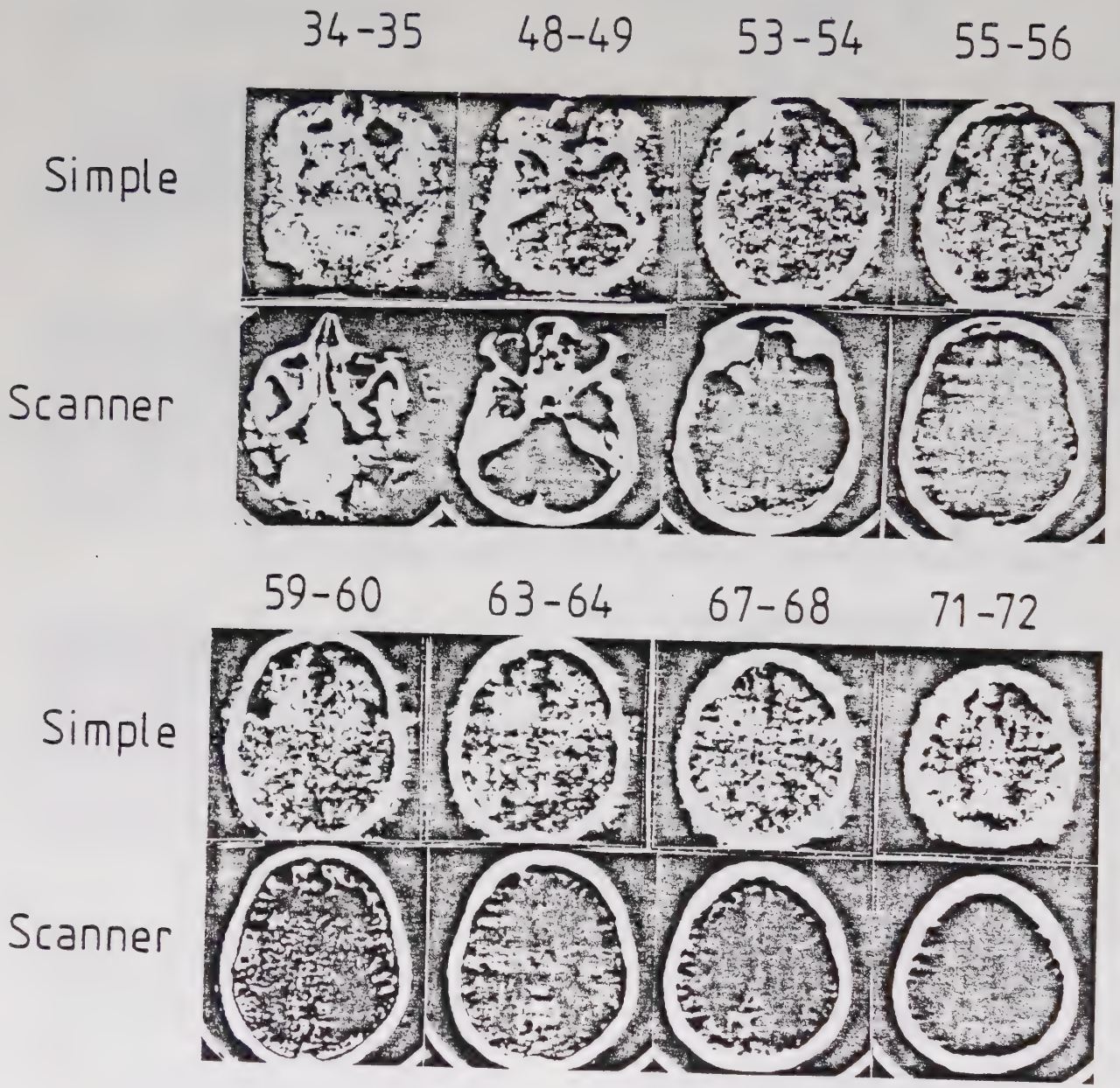


Planche 13

f) Comparaison RDN-scanner-X : Planche 13

Bien que la qualité de reproduction ne soit pas très bonne également pour les images du scanner X, cette planche montre une comparaison de coupes horizontales (à peu près correspondantes) obtenues par la RDN et la radiographie par scanner-X. Alors que la dose déposée en RDN dans cette radiographie est cinq fois plus petite que celle déposée par le scanner, il est particulièrement remarquable que les contrastes au niveau des hypodensités (entre matière blanche et matière grise) sont pratiquement aussi bien rendus en RDN que par la radiographie au moyen du scanner X.

2. Radiographie RDN d'une tête sur champ réduit (Saclay 1981)

Le temps d'irradiation étant beaucoup trop long (4 jours pour l'étude décrite précédemment), l'effort principal a donc été d'augmenter la vitesse d'acquisition et de traitement en ligne. La conception de l'électronique et l'utilisation du satellite d'acquisition rapide (SAR) décrits au chapitre IV ont permis de réaliser un grand progrés sur le taux d'acquisition des événements en ligne. Ce nouveau système installé sur un faisceau parasite du synchrotron Saturne à Saclay a fourni ses premières images en 1980. Toutes les présentations des résultats qui suivent sont issues de ce système expérimental.

Les résultats préliminaires obtenus sur la vitesse d'acquisition, donc sur le temps d'irradiation, constituent un progrés certain par rapport aux études précédentes.

Cependant la mise au point de ce nouveau système n'est pas encore terminée : la vitesse d'acquisition qui conditionne la durée d'irradiation n'est pas optimisée, les programmes de traitement ou de visualisation ne sont pas complets.

2.1. Etat actuel du système de RDN

a) La vitesse d'acquisition

Nous l'avons testée dans le cas où une seule particule incidente et une seule particule diffusée sont détectées par les quatre chambres à localisation CH1, CH2, CH3 et CH4 (configuration 1, 1, 1, 1). Les pertes dues au temps mis par le système d'Acquisition Rapide (SAR) pour calculer le vertex et incrémenter la mémoire de masse sont pratiquement nulles jusqu'à une vitesse de ≈ 10 000 événements par cycle, de l'ordre de 10 % et 25 % pour des vitesses d'acquisition respectives de 12 000 et 15 000 événements par cycle. Ces vitesses sont infé-

rieures environ d'un facteur 4 à celles que nous espérions obtenir et s'expliquent par le fait que le programme de calcul du vertex et la période de base du SAR sont plus longs que prévus. Dans ces conditions, nous avons pu acquérir 30 millions d'événements en une heure d'irradiation (3000 cycle de Saturne). Toutefois, d'autres facteurs peuvent diminuer cette vitesse d'acquisition. D'une part, le cycle utile de Saturne fixé par l'utilisateur principal peut être moins favorable. D'autre part, pour des cibles irradiées sur un champ réduit, le flux du faisceau utilisé est plus élevée et il apparaît alors des pertes supplémentaires au niveau des détecteurs qui imposent une limitation indépendante du SAR.

b) La programmation de traitement et de visualisation

A cause de la rapidité nécessaire au traitement des événements en temps réel, la plus grande partie de notre programme doit être effectuée en langage assembleur SAR, ce qui freine son développement. C'est ainsi qu'à l'heure actuelle nous ne pouvons pas appliquer en ligne les critères cinématiques qui nous permettraient d'obtenir des radiographies de l'hydrogène. Par ailleurs, les programmes de correction d'image devant tenir compte des variations de densité de faisceau, d'angle solide ou d'absorption, ne sont pas encore réalisés. Sur le plan de la visualisation, la mise en service d'une unité de 15 tons de gris a grandement amélioré la qualité de nos images. Bien qu'encore incomplet, ce système nous a apporté deux avantages immédiats : l'obtention quasi instantanée des images et la facilité de leur stockage sur bande magnétique, grâce à l'utilisation d'une mémoire de masse de grande capacité (2 millions d'octets) gérée directement en matrice tridimensionnelle. Ainsi, entre le calculateur rapide SAR et la constitution, en temps réel, de l'image à trois dimensions de l'objet radiographié, la RDN bénéficie actuellement d'un potentiel, sinon suffisant, du moins intéressant permettant la visualisation d'une tranche choisie dans le volume suivant une projection désirée d'une manière rapide et à tout moment durant et après l'acquisition. La sauvegarde d'une radiographie se fait par recopie de la mémoire de masse sur bande magnétique (on peut ainsi stocker une dizaine de RDN sur une bande standard).

2.2. La radiographie RDN à partir du nouveau système (Saclay 80-81)

Nous avons repris la radiographie d'une tête fixée au formol. La position de la tête par rapport au faisceau était telle que les coupes XY correspondent au plan sagittal. La matrice de visualisation M(X,Y,Z) de dimensions 160 × 160 × 80 correspond à des éléments de dimensions $\Delta X = \Delta Y = 1{,}27$ mm, $\Delta Z = 2{,}54$ mm, soit un voxel de 4 mm^3, un champ d'irradiation de 150 × 100 mm^2 et un taux d'acquisition d'environ 14 millions d'événements à l'heure.

Au cours d'une irradiation de 10 heures, nous avons délivré une dose de l'ordre du rad avec une statistique de l'ordre de 50 événements/mm^3 au niveau des tissus mous (soit 2,5 fois plus que dans l'étude précédente) un gain de facteur 20 sur le temps d'irradiation malgré une sélection stricte de configuration 1111 (chapitre IV.B.4) c'est-à-dire une seule particule acceptée dans le détecteur CH3).

Les images fournies actuellement, et qui sont présentées ici, sont directement extraites de la matrice M(X,Y,Z) lissée une fois seulement. Pour les raisons exposées ci-dessus nous n'étions pas encore en mesure d'effectuer les corrections décrites au chapitre V.C qui sont nécessaires pour mettre en évidence les contrastes de l'ordre de quelques pour-cent qui apparaissent dans les différents tissus nerveux.

Pour cette radiographie, ne sont données que trois planches en RDN qui présentent un certain intérêt par rapport à l'étude précédente (planches 14 (1 et 2), 15). Les artefacts verticaux sur la partie gauche des tomographies proviennent d'un défaut sur un détecteur à localisation (CH2) dans le plan de coordonnée horizontale. Par ailleurs, la tête s'est en partie vidée de la solution formolée qui fixe des tissus biologiques et le fort contraste entre les structures anatomiques est surtout le contraste air-matière.

La planche 14.1 présente les coupes sagittales de cette pièce anatomique (plan sagittal dans le plan XY) qui est pratiquement décrite en huit tranches de 12,7 mm d'épaisseur, chacune constituée par la sommation de cinq tranches élémentaires de 2,54 mm d'épaisseur. Par comparaison avec les coupes biologiques (planches 17, 19, 21 et 23) on peut situer très correctement (la partie frontale est à droite dans les planches RDN) les structures anatomiques telles que : les lobes temporaux (22/26 et 57/61), le thalamus (32/36 et 37/41), le cervelet et le noyau dentelé (de 27/31 à 52/56), le pédoncule supérieur (37/41), la césure sylvienne (47/51 et 52/56), le corp calleux (32/36 et 37/41) etc...

La planche 14.2 représente des coupes sagittales à environ 4 centimètres du plan médian. Elle compare une tomographie de 12,7 mm d'épaisseur faite par sommation des tranches 47 à 51 (planche 14.2.a) aux cinq tomographies élémentaires successives de 2,54 mm d'épaisseur (planche 14.2.b) qui constituent celle-ci. L'épaisseur choisie de 12,7 correspond à l'ordre de grandeur de celle que l'on obtient assez généralement par tomographie-X et pour certains scanner-X. Il faut remarquer que la succession des cinq tomographies RDN (planche 14.2b de voxel = 4 mm^3) de faible épaisseur, donne une somme d'informations bien supérieures et significatives dans les structures anatomiques que l'intégration de ces cinq tranches (planche 14.2.a) : la structure anatomique entre la tranche 47

et celle de la tranche 51, fondamentalement différente, n'est pas mise en évidence dans l'intégration sur 12,7 mm. Cela signifie, entre autre, que la RDN est capable de fournir des tomodensitométries de faible épaisseur tout en conservant une signification au moins structurelle et avec une dose déposée raisonnable.

Les planches 21 et 22 [28] donnent respectivement : une coupe biologique (21) une radiographie classique X de cette tranche de 1 cm d'épaisseur ainsi qu'une image obtenue par scanner-X (22). Cette tranche, d'épaisseur 10 mm, est située à peu près dans le plan de celle de la planche 14.2.a. Nous pouvons identifier assez facilement à partir de cette planche (éléments anatomiques encadrés) les éléments correspondants dans la planche 14 [rotation de 180° d'une planche par rapport à l'autre, la zone frontale étant située à gauche de l'image dans les planches RDN 14]. L'image obtenue par le scanner-X apparaît avec un contraste relativement faible par rapport à l'image RDN.

Nous voyons donc que l'information en RDN, à dose déposée raisonable (environ 1 rad), est, *a priori*, apte à fournir une information spatiale structurelle plus précise que les tomographies conventionnelles par rayons-X, voire même les scanners-X. La planche 15 donne pour la tranche 48 l'effet de la statistique sur la valeur de l'information obtenue. En fait on peut estimer, dans cette RDN, que si les corrections étaient appliquées, une dose déposée de 0,5 rad fournirait une information suffisamment correcte avec des structures anatomiques déjà bien significatives. Et dans ce cas la radiographie aurait pu être réalisée en 5 heures soit un gain de facteur 50 par rapport à la précédente étude à statistique équivalente.

Cette radiographie a été réalisée avec des protons d'environ 800 MeV d'énergie, émis par une cible placée sur un bord du faisceau direct de Saturne. Il faut faire un certain nombre de remarques au niveau des conditions de l'expérience elle-même. Pour cette radiographie, comme pour la suivante, il faut insister sur le fait que, dans ces expériences, le poste expérimental est situé sur un faisceau parasite de l'accélérateur et que nous ne sommes pas maître des paramètres du faisceau, en particulier, lors de cette acquisition qui a durée 10 heures, l'intensité du faisceau incident a fluctué ; de plus, l'utilisation d'une cible secondaire de production de protons limite l'intensité du faisceau. Par ailleurs le cycle utile de Saturne était de 30 %. Ceci est important à noter, car notre taux d'acquisition de 14 millions d'événements à 1'heure, avec 30 % de cycle utile, correspond en fait à un taux réel d'acquisition de 47 millions d'événements/heure si le temps de cycle est entièrement utilisé pour le traitement de l'information. Mais le système actuel ne possède pas

de mémoire tampon importante (FIFO de 15) donc le SAR ne travaille finalement que durant le cycle utile, soit 30 % du temps dans ce cas.

De plus, la microstructure du faisceau joue un rôle également important pour les mêmes raisons. Si cette microstructure est importante (cycle utile faible), il y a une limitation encore plus grande du nombre des événements qui peuvent être acquis et traités en ligne, les rejets dus au temps mort des détecteurs SC1 à SC5 augmentent, l'efficacité des détecteurs CH1 à CH4 diminue, la présence de multitraces dans les détecteurs CH1 à CH4 augmente, multipliant les rejets ; tout ceci entraîne une diminution du rapport des événements acquis à l'intensité du faisceau incident.

Pour cette radiographie et pour un faisceau incident de 10^5 à 2×10^5 protons/cycle, le taux de protons diffusés moyen après temps mort et dont la trace est codée était d'environ 15 % du faisceau, alors que le nombre d'événements acceptés et dont le vertex était calculé et rangé en mémoire de masse, ne représentait plus qu'un taux de 5,5 %. C'est en réalité seulement 37 % des protons diffusés qui ont été pris en compte par le traitement. En dehors des différentes pertes (inefficacités, doubles traces sur le faisceau incident, temps mort, microstructure du faisceau etc...), le choix du codage (configuration 1111) qui interdit, entre autres, la présence de deux traces dans le détecteur CH3, a été également un facteur supplémentaire de pertes sur les événements qui auraient pu être acquis dans cette RDN.

Cette perte qui se traduit par une augmentation du temps d'irradiation et de la dose, peut être estimée à environ 50 %. Si l'on avait, lors de cette radiographie, pu accepter une ou deux traces dans le détecteur CH3, pour une dose déposée de 0,5 rad, le temps d'irradiation n'aurait été que de ≈ 3,2 heures.

En effet des mesures que nous avons fait sur une cible de carbone ont donné pour les sections efficaces de la diffusion quasi-élastique :

$$\sigma_{q.él.(c)}(p,pn) \approx 1,4\ \sigma_{q.él.(c)}(q,2p)$$

et idem pour l'oxygène.

3. Radiographie en configuration (1111) ou (1121) à champ d'irradiation faible (Saclay 1981)

Nous avons réalisé une radiographie plus rapide de la même tête, dans la même orientation, en acceptant une ou deux traces dans le détecteur CH3 (proton diffusé et proton de recul). Le champ d'irradiation était assez réduit : 5×5 cm^2, un pixel également plus petit $0,6 \times 0,6$ mm^2 (épaisseur 2,54 mm) et un voxel de 1 mm^3 (le volume élémentaire est donc quatre fois plus petit que

dans l'expérience précédente). Nous voulions voir ce que donnait une RDN à champ d'irradiation réduit, à grande définition du volume élémentaire et dans ce choix de configuration.

Le faisceau de protons, d'environ 600 MeV d'énergie, avait un cycle de 1,13 seconde et un cycle utile de 35 %. Le temps d'irradiation était de 55 minutes pour 22,4 millions d'événements acquis, soit un taux d'acquisition de 24,5 millions d'événements/heure. La densité d'événements était d'environ une dizaine par mm^3 pour les tissus mous. Dans ce choix de configuration le rapport entre le nombre d'événements pris par rapport au nombre d'interactions détectées est de 54 % (dans la précédente radiographie ce rapport était de 37 %).

Comme dans l'expérience précédente, les programmes SAR étaient incomplets et les résultats présentés ci-dessous sont directement extraits de la matrice M(X,Y,Z) lissée une fois. Nous avons cherché à obtenir sur lè champ d'irradiation une distribution en intensité du faisceau incident la plus homogène possible. Les réjections sur la DMC, les corrections nécessaires pour donner du relief aux tomodensitométries proposées, n'ont pû encore être réalisées. Seul, a peu de chose près, le fort contraste air-matière est vraiment significatif. Par contre, ces radiographies illustrent bien la résolution spatiale de la méthode.

La planche 16 donne la succession des coupes sagittales de cette radiographie (elles sont prises dans le plan XY du système expérimental). Le pixel est de 0,6 × 0,6 mm^2, épaisseur Z = 10 mm (voxel = 4 mm^3) réalisé par sommation de quatre tranches en Z. Le champ d'irradiation est figuré dans l'encart en haut et à gauche de cette planche provenant de l'expérience précédente montrant sa position relative dans la tête.

Les planches 17, 19, 21 et 23 représentent des coupes anatomiques [28] à partir du plan médian de la tête (correspond à TR 31-34 de la planche 16). Ces planches sont inversées par rapport aux images de RDN où la partie frontale est située à droite de l'image. A partir de ces planches, il est aisé d'identifier dans la RDN présentée, les structures anatomiques les plus caractéristiques. A noter que le spécimen utilisé pour cette RDN n'est pas le même que celui qui a été utilisé pour l'élaboration des planches 17 à 23.

Il est possible d'identifier facilement :

- dans l'image TR 31-34, planche 16, qui est à comparar avec la planche 17 : le nerf optique à droite qui aboutit à la selle turcique en bas à droite ; au centre le thalamus, le pédoncule cérébral avec le renflement de la protubérance (pons) ; en bas à gauche le pédoncule cérébral supérieur qui rattache le cervelet au pédoncule cérébral (on devine les ramifications du cervelet) ;

- dans l'image TR 35-38 planche 16, qui est à comparer avec la planche 19 : entre le thalamus au centre et l'os sphénoïdal en bas et à droite on distingue des nerfs craniens ; au milieu et à droite, une coupe dans une corne frontale ; en bas et à gauche, le noyau dentelé du cervelet ;

- dans l'image TR 51-54, qui est à comparer avec la planche 23, on se trouve au niveau d'un lobe temporal avec, au-dessus la scissure sylvienne et en dessous, la fosse cérébrale moyenne.

Les planches 18, 20 et 22 représente une radiographie-X de la coupe anatomique (axe des rayons X dans le plan perpendiculaire au plan de coupe), ainsi qu'une tomodensitométrie de scanner-X résultant de la méthode de reconstruction. Ces tomodensitométrie, bien qu'assez peu contrastées dans les tissus mous, ne peuvent être directement comparées aux tomodensitométries de RDN, car, non seulement la dose déposée pour ces radiographies scanner-X n'est pas connue, mais de plus, il ne s'agit ni de la même pièce anatomique ni, sans doute, des mêmes conditions de fixation des tissus.

Bien que dans cette dernière RDN présentée nous soyons arrivés à pouvoir acquérir en ligne plus de 24 millions d'événements/heure, contre environ 1,3 millions d'événements/heure lors de l'expérience faite au CERN et malgré un gain de facteur 20 sur le taux d'acquisition, le temps d'irradiation est encore trop important pour une utilisation pratique de la RDN à la radiographie médicale.

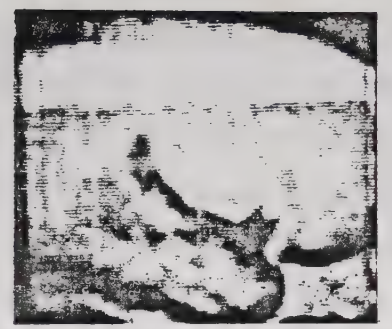
Quelles sont les perspectives de la Radiographie par Diffusion Nucléaire de protons? C'est ce que nous allons examiner dans le dernier chapitre.

TETE - COUPES SAGITTALES

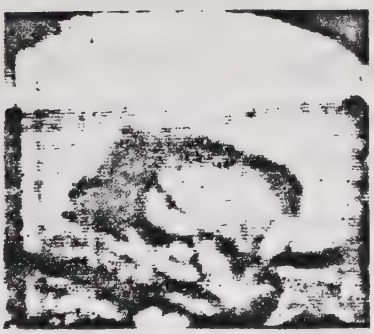
Pixel = 1.27 × 1.27 mm^2 - ΔZ = 12.7 mm - VEL = 20 mm^3

(dose = 1 rad)

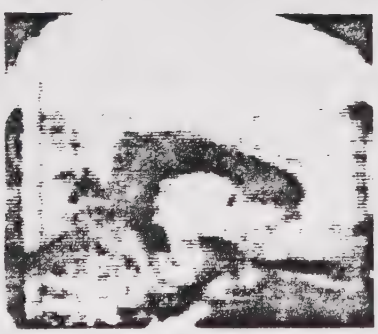
Z = 22-26



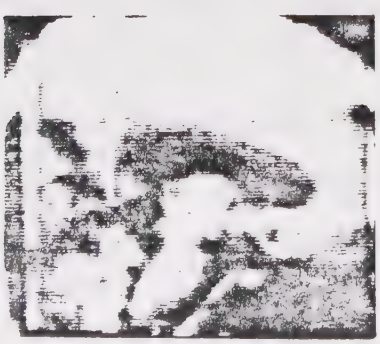
Z = 27-31



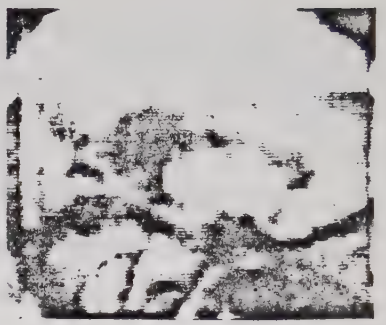
Z = 32-36



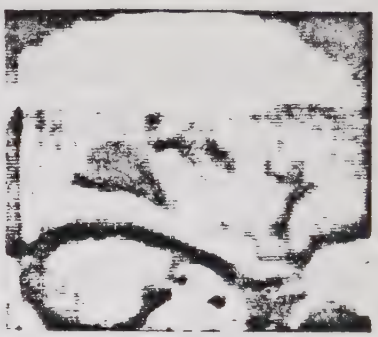
Z = 37-41



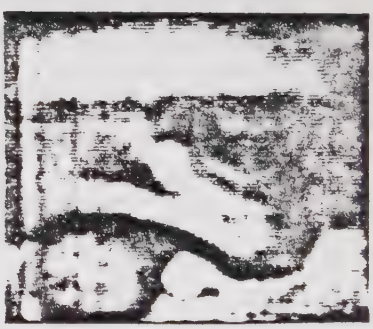
Z = 42-46



Z = 47-51



Z = 52-56



Z = 57-61

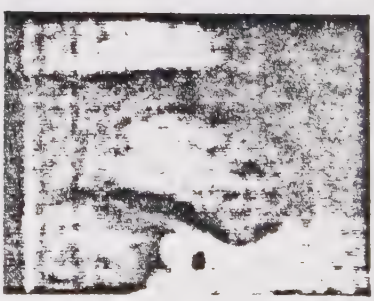


Planche 14-1

TETE - COUPES SAGITTALES

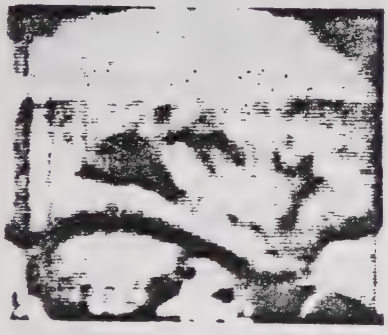
Pixel = 1.27 x 1.27 mm^2 dose = 1 rad

ΔZ = 2.54 mm — VEL = 4 mm^3

ΔZ = 12.7 mm – VEL = 20 mm^3

5 Tranches groupées

(TR 47 - 51)



=

Occiput

Nez

(a)

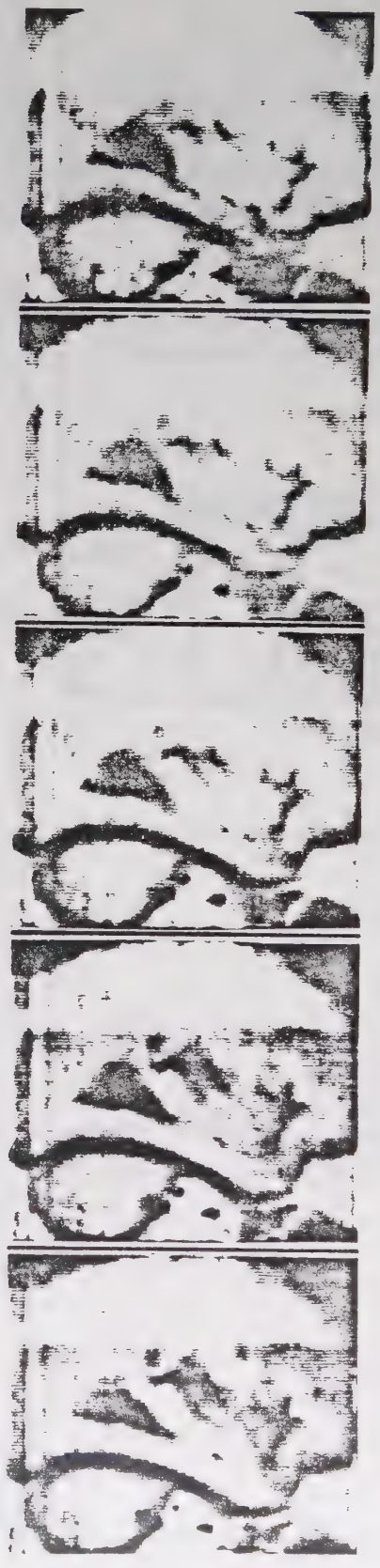
47

48

49

50

51



(b)

Planche 14-2

TETE SAGITTALE – EFFETS STATISTIQUES

Pixel = 1.27 × 1.27 mm^2 – ΔZ = 2.54mm – VEL = 4 mm^3

(Tranche 48)

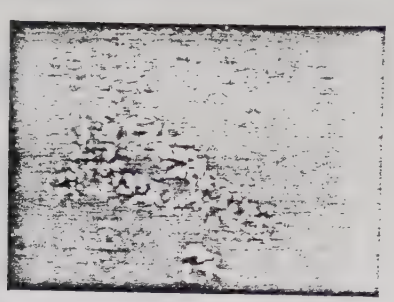
BRUT

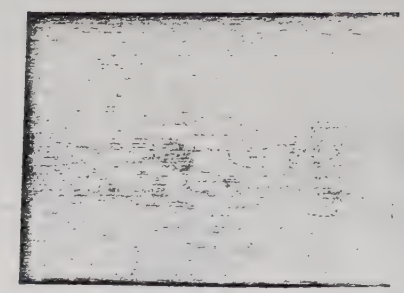
LISSE = 1

6.6×10^6

$^1/_2$ heure

0.05 rad

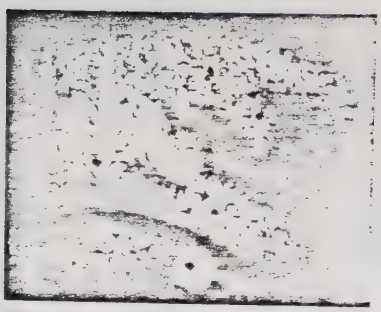


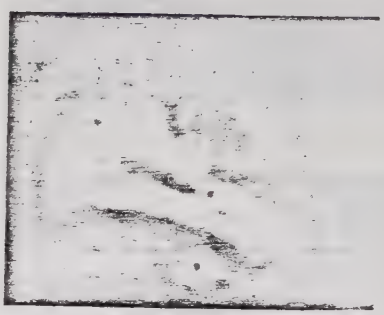


17.7×10^6

1h 20 mn

0.13 rad

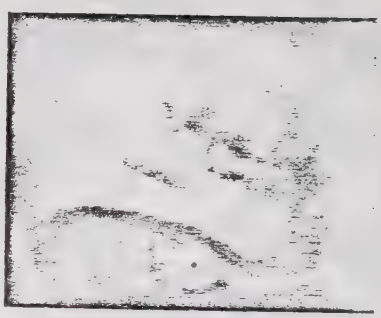




34.5×10^6

2h 30 mn

0.25rad



70×10^6

5 heures

0.5 rad

133×10^6

10 heures

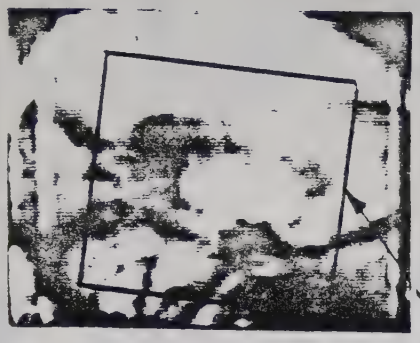
rad

Planche 15

COUPES SAGITTALES (champ 25 cm²)

Pixel = 0.6 × 0.6 mm² - ΔZ = 10 mm - VEL = 4 mm³

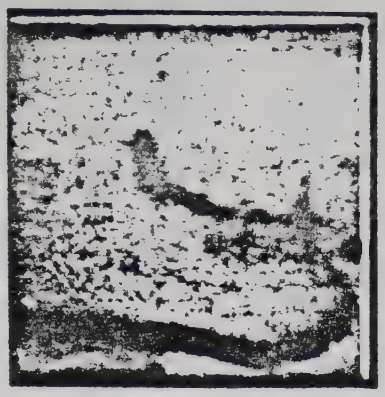
Champ RND précédent



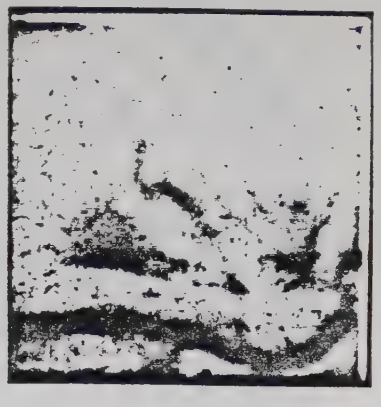
Champ présenté ici

Occiput ← → Nez

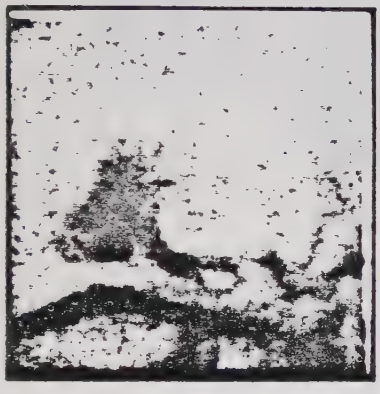
TR 15_18



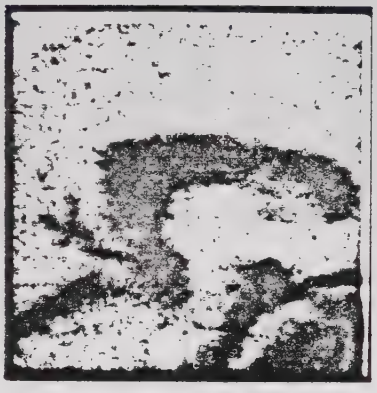
TR 19_22



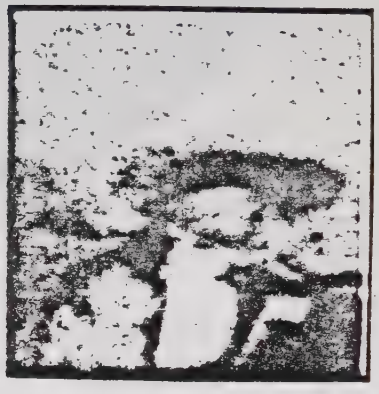
TR 23_26



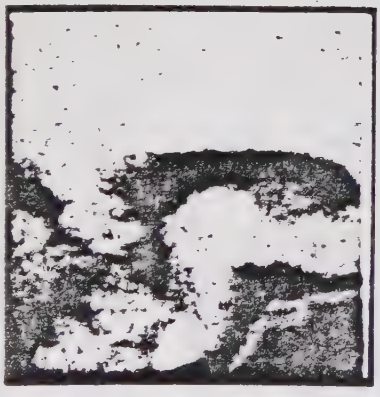
TR 27_30



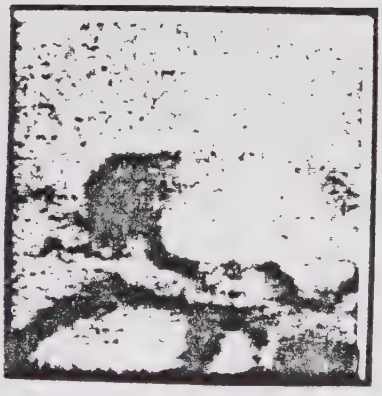
TR 31_34 (Plan médian)



TR 35_38

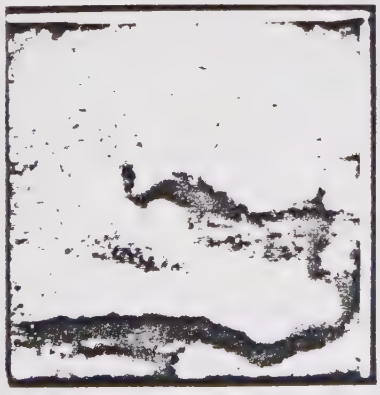


TR 39_42



TR 43_46

TR 47_50



TR 51_54

Planche 16

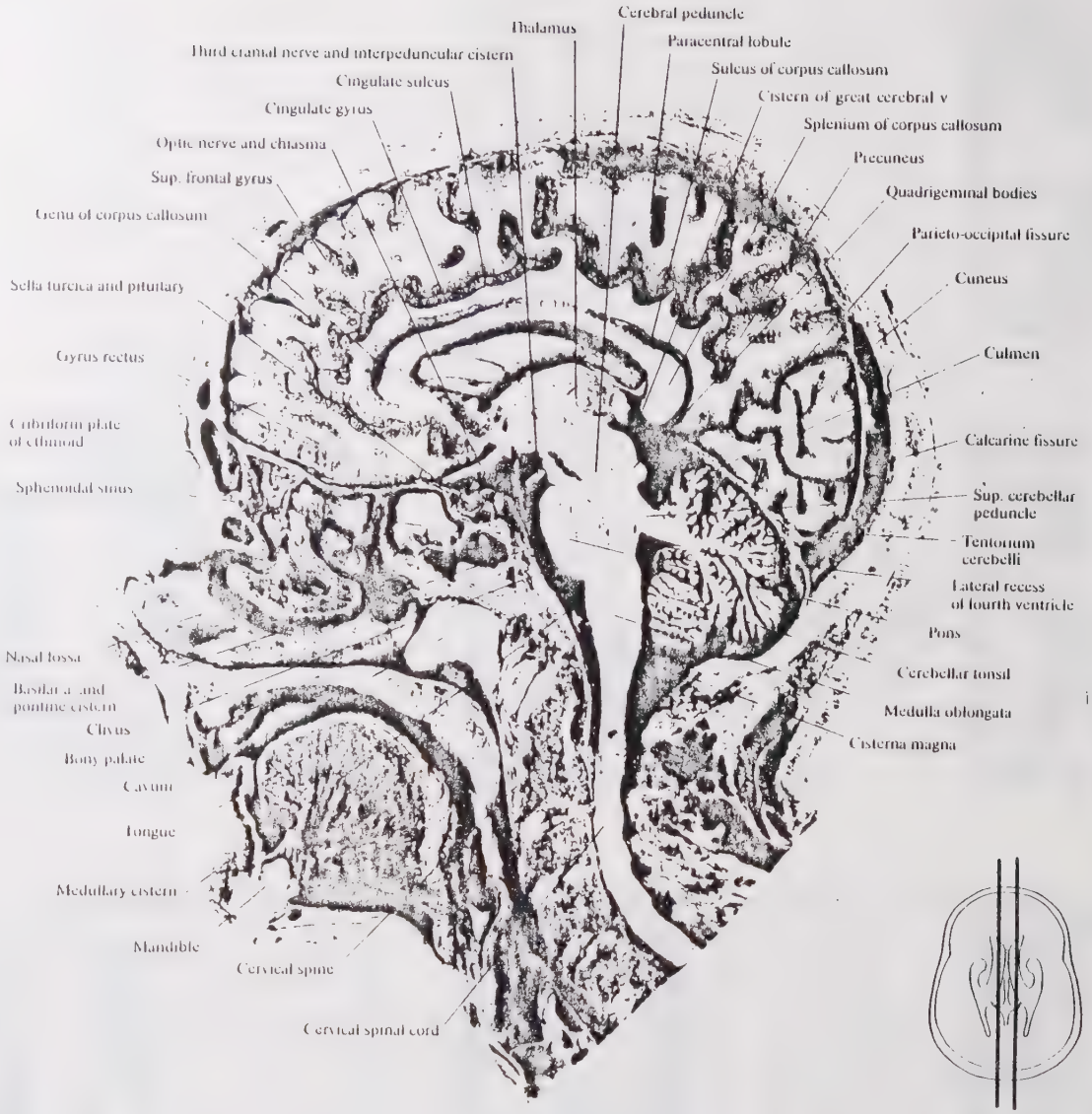


Fig. I.4. Sagittal section where midline is the median sagittal plane (2 cm thick)

Fig. I.5 (above). Radiograph of the anatomic specimen

Fig. I.6 (below). CT scan at the same level as the radiograph of Fig. I.5 (by courtesy of C.G.R. research laboratory)

Planche 17

Planche 18

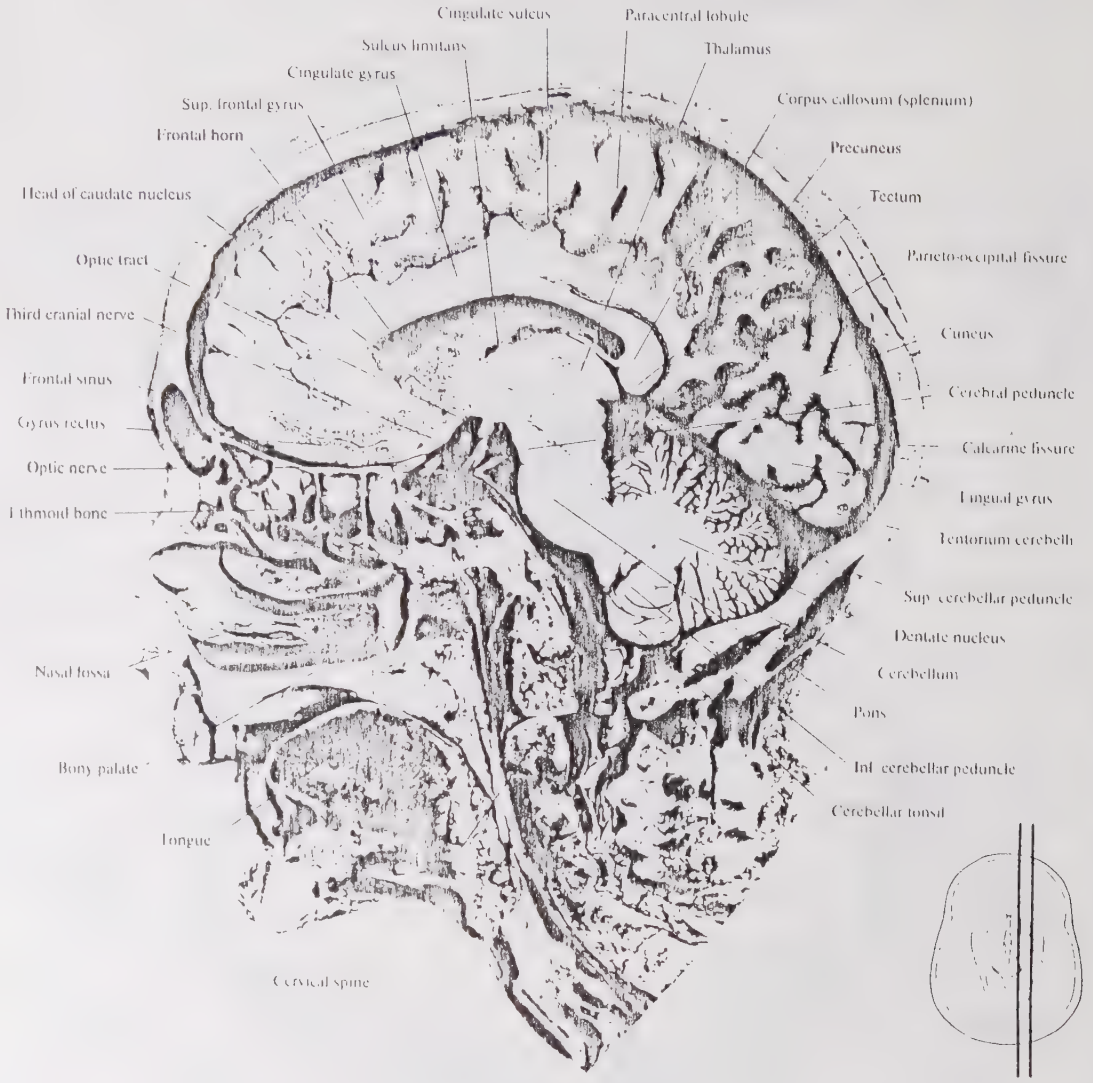


Fig. I.7. Sagittal section 2 cm lateral to the midline (1 cm thick)

Planche 19

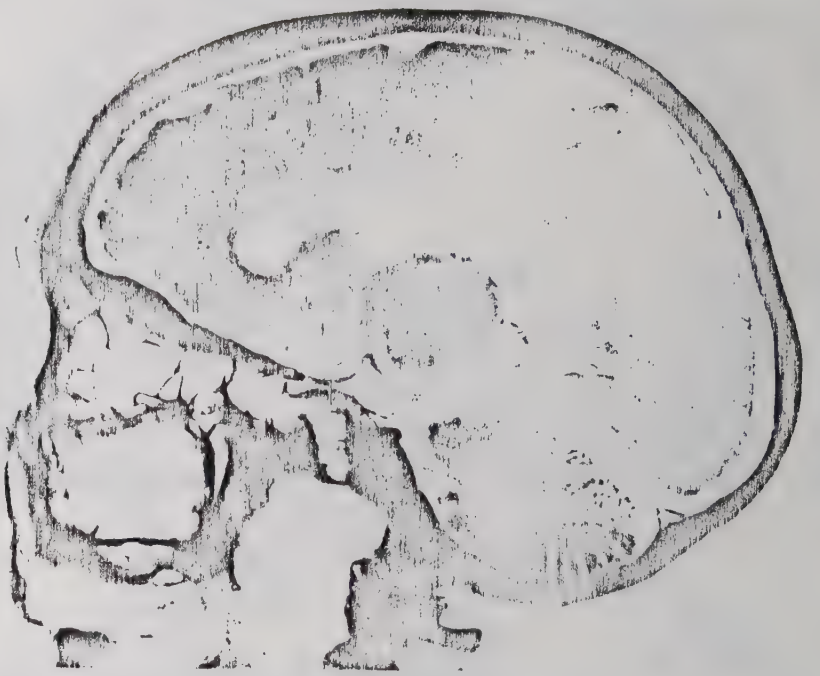


Fig. I.8 (above). Radiograph of the anatomic specimen

Fig. I.9 (below). CT scan at the same level as the radiograph of Fig. I.8 (by courtesy of C.G.R. research laboratory)

Planche 20

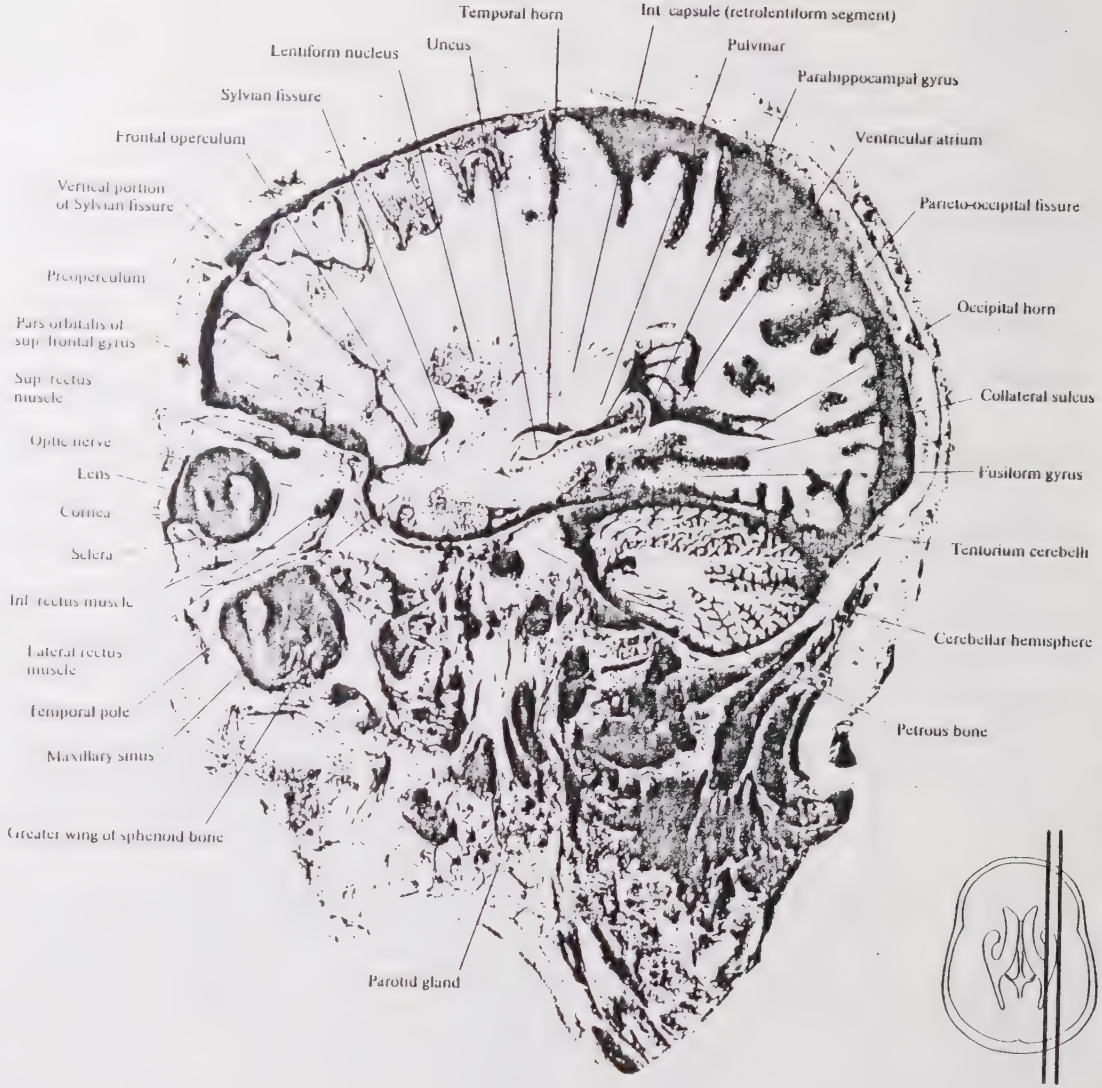


Fig. I.10. Sagittal section 3 cm lateral to the midline (1 cm thick)

Planche 21

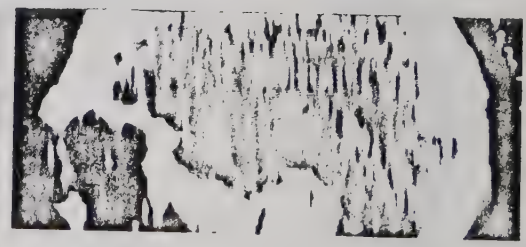


Fig. I.11 (above). Radiograph of the anatomic specimen

Fig. I.12 (below left). Direct CT scan of a baby at the same level as the radiograph of Fig. I.11 (by courtesy of Dr. Vignaud)

Fig. I.13 (below right). Reconstructive method; one may compare the two methods (direct CT section and reconstruction) by looking at orbital anatomy (by courtesy of C.G.R. research laboratory)

Planche 22

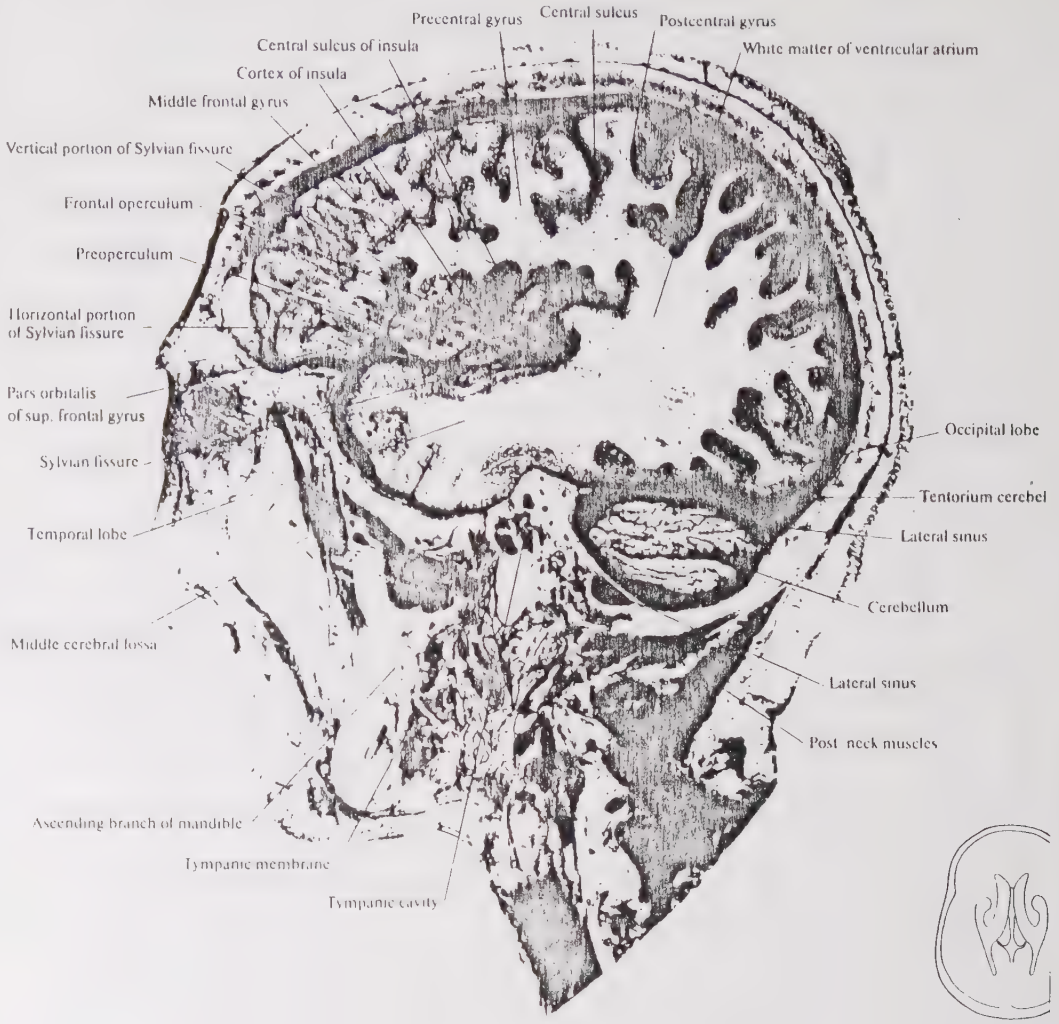


Fig. I.14. Sagittal section 4 cm lateral to the midline (1 cm thick)

Planche 23

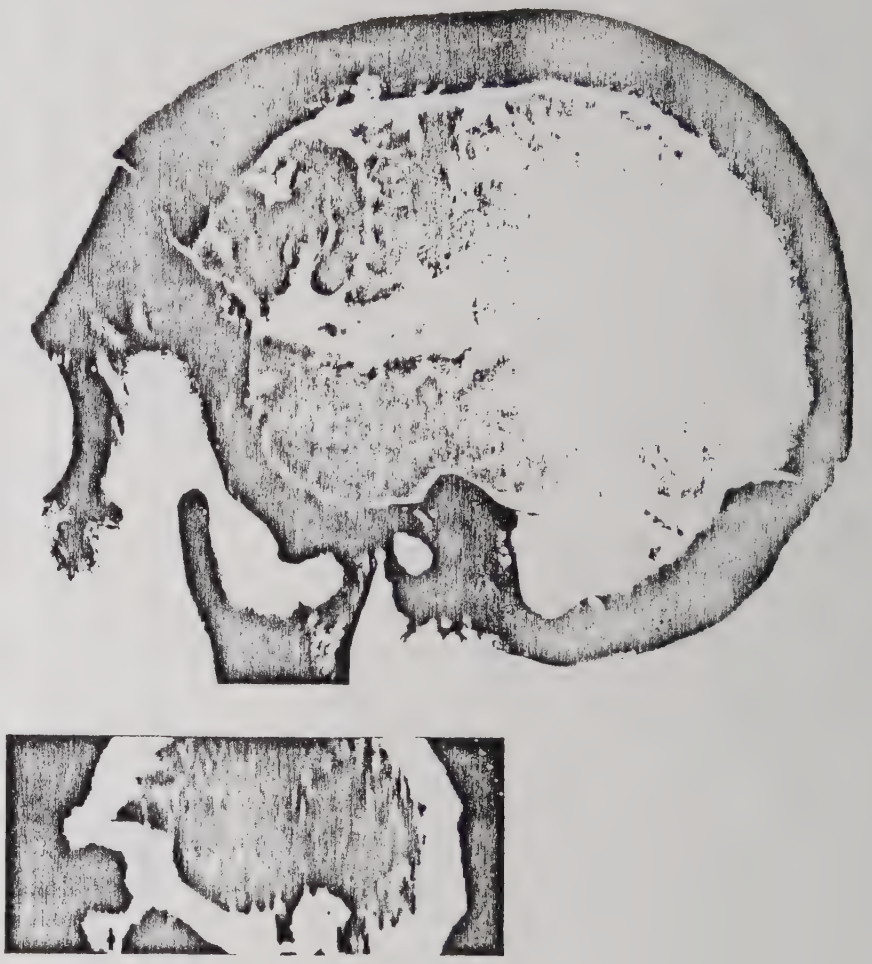


Fig. I.15 (above). Radiograph of the anatomic specimen

Fig. I.16 (below). CT scan at the same level as the radiograph of Fig. I.15 (by courtesy of C.G.R. research laboratory)

Planche 24

Chapitre VII

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Mise en application lors des expériences décrites et réalisées par notre équipe, la RDN, dont le principe et les premières images ont été donnés par G. Charpak et J. Saudinos, présente beaucoup de particularités : analyse tridimensionnelle en une seule irradiation, types de radiographies sélectives à partir des réactions sur l'hydrogène, réponse spécifique en fonction du numéro atomique de la cible, cinéradiographie etc. Tout comme les scanners-X, la RDN fournit une disponibilité quasi-instantanée de l'information sous forme visuelle avec une grande souplesse. Pour conclure cette thèse nous allons essayer de voir quelles sont les améliorations possibles et quelles sont ses perspectives.

Parmi les problèmes mis en évidence, il est clair que si l'on considère une RDN pour une application industrielle ou une RDN pour une application médicale, les critères sont différents pour certains paramètres comme par exemple la résolution, la dose déposée, le temps d'irradiation, encore que tout gain sur ces différents facteurs soit favorable pour chacun des types de radiographie envisagés.

1. La résolution

a) - Pour les cibles métalliques épaisses, le facteur déterminant est la diffusion multiple coulombienne. Pour améliorer la précision nous pouvons jouer sur au moins trois facteurs : une montée en énergie (2 GeV par exemple) ; un choix du domaine angulaire des protons diffusés (par exemple sélectionner les événements diffusés dans un domaine angulaire tel que $20° < \theta_D < 35°$) ; enfin une sélection dans ce domaine angulaire réalisée par le test sur la coplanarité des plans X_1Y_1, X_2Y_2, X_3Y_3 et X_1Y_1, X_2Y_2, X_4Y_4. En plus ce ces critères de

sélection, il faut atteindre une bonne statistique donc un temps d'irradiation assez élevé pour la détection des petits défauts dans une cible de numéro atomique élevé.

Il reste encore beaucoup d'expériences à réaliser en fonction des différents paramètres énoncés, mais l'avenir semble ouvert.

b) - Pour les cibles biologiques la DMC demeure assez faible ; c'est surtout la précision géométrique de la détection qui est le facteur déterminant, en particulier dans le détecteur CH2. Pour obtenir une meilleure résolution géométrique on pourrait envisager pour ce détecteur des fils au pas de 1 mm par exemple au lieu de 2 mm, mais c'est une opération difficile car la longueur des fils (1 mètre) limite un peu la valeur minimum du pas inter fils pour un fonctionnement fiable de ce type de détecteur.

2. Diminution de la dose déposée

En dehors de la précision de localisation du vertex, pour diminuer la valeur de la dose déposée dans une RDN, deux facteurs sont déterminants : l'efficacité globale du système et la vitesse d'acquisition et de traitement de l'information.

a) Efficacité globale

Deux paramètres interviennent : l'efficacité de détection ; choix de la configuration en simple ou double trace dans les détecteurs. La dose déposée sera d'autant moins importante que l'efficacité globale sera meilleure. Elle dépend, entre autre, de la qualité du faisceau incident de protons. En effet, cette efficacité globale décroît quand l'intensité du faisceau augmente au-dessus d'une certaine valeur. Actuellement, notre détection au niveau des chambres à fils donne une limitation de l'intensité maximum admissible du faisceau de l'ordre de 3×10^5 à 8×10^5 protons/cycle selon les conditions d'éjection de celui-ci. A l'intensité la plus élevée que nous avons utilisée, l'efficacité globale subit une baisse qui peut atteindre jusqu'à 40 % de sa valeur à plus faible intensité. Cette valeur dépend de la qualité du déversement des protons par la machine (longueur en temps du palier de déversement, valeur du cycle utile, microstructure). Pour diminuer l'influence de ce facteur il faut arriver à diminuer le temps de mémoire des détecteurs CH3 et CH4. Ce temps de mémoire est de 120 ns pour CH1 et CH2 et de 200 ns pour CH3 et CH4. Pour le détecteur CH4, une solution simple consiste à rendre inefficace, par un masque, sa partie centrale où passe le faisceau incident. En effet 85 % à 90 % du

faisceau directe ne réagit pas dans la cible à radiographier et donc traverse CH3 et CH4 dans leur partie centrale. Comme CH4 et loin de la cible, son masque ne l'empêche pas de détecter les protons diffusés. Pour le détecteur CH3, il est possible d'envisager de doubler celui-ci (1 m^2) par un détecteur plus petit (20 × 20 cm^2 par exemple) placé sur la zone du faisceau direct tout en occultant sur CH3 la surface correspondante. Ce petit détecteur qui aurait un gap anode-cathode plus petit entraînerait un gain sur le temps mort (on ne peut occulter cette zone centrale au niveau du détecteur CH3 du fait que, proche de la cible, il détecte par conséquent, outre le faisceau direct, les particules diffusées).

Enfin, on peut envisager parallèlement, et pour tous les détecteurs CH1 à CH4, l'utilisation d'un faible pourcentage de fréon dans le mélange gazeux (0,3 à 0,5 %) qui contriburait également à diminuer le temps de mémoire de ces détecteurs, donc le temps mort d'autorisation de prise en compte des événements.

En plus du gain apporté par une diminution du temps de mémoire des chambres à fils, on peut envisager une meilleure utilisation du type autorisé de configuration. Actuellement on sélectionne et traite les configurations (1111) et(ou) (1121), c'est-à-dire une ou deux particules dans le détecteur CH3. Dans ce type de configurations l'efficacité globale varie de ≈ 75 % à ≈ 55 % en fonction de l'intensité du faisceau incident. Ceci est dû en grande partie au fait que dans la fenêtre électronique de coïncidence : délencheur-détecteurs à fils, le nombre de doubles traces dues au faisceau direct dans les détecteurs autres que CH3 augmente avec l'intensité de celui-ci et ces configurations (non autorisées) sont alors rejetées par l'électronique. Par contre, si on arrive à accroître le potentiel d'acquisition et de traitement il est possible, alors, d'envisager la prise en compte de ces multitraces par un choix de configurations acceptées différent et plus étendu. Ainsi l'efficacité globale sous fort faisceau sera-t-elle meilleure. La discrimination entre les particules provenant du faisceau direct et d'une interaction dans la cible peut se faire par un calcul simple (la sélection de ce type de configuration est prévue dans les codeurs existant sur l'expérience).

b) Vitesse d'acquisition

Bien que les progrès depuis juin 1977 aient été spectaculaires (1977 : 80 000 événements/heure ; 1978 : 1,4 million événements/heure ; 1981 : 30 millions événements/heure) la vitesse d'acquisition n'est toujours pas satisfaisante, entre autres, pour une application médicale pratique.

Comment gagner sur cette vitesse?

Très bientôt nous aurons à notre disposition un bloc mémoire supplémentaire de 384 K mots de 24 bits. Cette mémoire sera utilisée comme tampon d'entrée/sortie qui permettra, dans un premier temps de traiter 25 000 événements/seconde, compte tenu du temps du déroulement du programme actuel (40 µs). Comme un événement est caractérisé par 16 mots de 12 bits, cette mémoire tampon pourra stocker environ 60 000 événements/seconde compte tenu de sa gestion en entrée/sortie. Avec une vitesse de traitement plus rapide, on peut espérer traiter, avec cette capacité, plus de 200 millions d'événements/heure.

L'ensemble de ces gains devrait aboutir à pouvoir réaliser une radiographie comme celle présentée au chapitre VI.C.III.2, et à 0,5 rad déposé dans un temps de l'ordre de 20 minutes. Si ce temps d'irradiation est atteint, on peut alors envisager raisonnablement un début d'utilisation pratique.

Il est nécessaire encore de chercher à gagner du temps. la rapidité conditionne de toute façon une exploitation plus pratique et plus économique et demeure, actuellement, l'objectif numéro un. Pour cela, dans un avenir un peu plus lointain, l'arrivée d'un super SAR pouvant réaliser jusqu'à dix opérations programmées en parallèle, devrait permettre de gagner encore sur le temps d'irradiation, sous réserve que d'autres facteurs n'introduisent pas des limitations d'ordre supérieur encore inconnues.

Rappelons que les radiographies RDN présentées dans ce travail, sont réalisées avec des doses de l'ordre du rad ou moins. En comparaison, les doses déposées dans les radiographies par rayons-X sont aux environs de 0,1 rad en examen de routine classique, 6 à 15 rads pour une mammographie conventionnelle. Pour les scanners-X, bien que les constructeurs de ces appareils donnent des doses déposées de 1 à 2 rads, il n'est pas rare que la dose utilisée soit de 10 à 20 rads dans des analyses délicates et en particulier dans les scanners-X de la région du cerveau. Il faut signaler enfin que les scanners-X ont en moyenne des résolutions volumiques de 15 à 25 mm^3, alors que seulement 4 à 5 mm^3 ou moins sont atteints assez facilement en RDN dans son application médicale.

3. La cinéradiographie ou radiographie dynamique

L'expérience faite avec un moteur tournant à 1800 tours/mn a donné d'excellents résultats. Elle permet d'ouvrir à la RDN le champ radiographique d'objets en mouvement périodique à condition que l'on puisse prendre une synchronisation extérieure. La RDN d'un coeur in-vivo peut donc être, d'ores et déjà, envisagée.

4. Conclusion

Rien ne permet encore de dire si la RDN aura des débouchés sur le plan de la radiographie médicale, bien que, temps d'irradiation mis à part pour l'instant, la comparaison avec les tomographies réalisées au moyen des scanners-X lui soit assez favorable dans la qualité de l'image obtenue et de la dose déposée. Quant à la radiographie de pièces industrielles où le temps joue un rôle moins important, son application pourrait être envisagée à plus court terme. Mais, malgré tout, l'utilisation de la RDN sera limitée par la nécessité de disposer d'un accélérateur de particules délivrant des protons de l'ordre de 1 GeV à 2 GeV. Or l'accélérateur Saturne dont nous disposons à Saclay est unique en France.

Annexe I

RELATION ANGULAIRE : CAS DE LA DIFFUSION ELASTIQUE

Si T est l'énergie cinétique de la particule dans le laboratoire et M sa masse, son énergie totale est :

$$W = T + M \ .$$

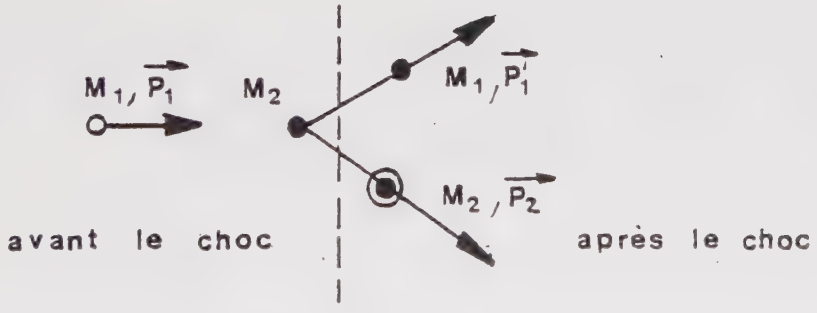
Si β est le rapport de la vitesse de la particule à la vitesse de la lumière on définit :

$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \ .$$

L'impulsion p de cette particule est :

$$P = M\sqrt{\gamma^2-1} = M\,\gamma\,\beta = W\,\beta \ .$$

Soit la diffusion élastique



dans le laboratoire :

$$\gamma_{1,lab} = \frac{T_1 + M_1}{M_1} \quad ; \quad T_2 = 0 \quad \gamma_{2,lab} = 1$$

dans le système du centre de masse (CM) on a :

$$P_{1,CM} = M_1 \sqrt{\gamma^2_{1,CM}-1} = P_{2,CM} = M_2 \sqrt{\gamma^2_{CM}-1} \qquad (1)$$

$\gamma_{2,CM} = \gamma_{CM}$ car la vitesse de la particule 2 dans le CM est la même (mais de sens opposé) que la vitesse du CM

$$\gamma_{CM} = \frac{1 + k.\gamma_{1,lab}}{\sqrt{1+2k.\gamma_{1,lab}+k^2}} = \frac{T_1 + M_1 + M_2}{\sqrt{(M_1+M_2)^2 + 2\ M_2\ T_1}} \qquad (2)$$

et

$$\gamma_{1,CM} = \frac{k + \gamma_{1,lab}}{\sqrt{1+2k.\gamma_{1,lab}+k^2}} = \frac{T_1\ M_2 + M_1\ M_2 + M_1^2}{M_1\sqrt{(M_1+M_2)^2 + 2\ M_2\ T_1}} \qquad (3)$$

avec $k = M_1/M_2$.

Notons par θ_1 et θ_2 les angles dans le laboratoire pour les particules diffusées et de recul et par ϕ l'angle dans le centre de masse de la particule diffusée. On a les relations angulaires suivantes :

$$tg\theta_1 = \frac{\sin\phi}{\gamma_{CM}\ \{\ \cos\phi + k\ \left(\frac{\gamma_{1,CM}}{\gamma_{CM}}\right)\ \}} \qquad (4)$$

et

$$tg\theta_2 = \frac{-\ \mathrm{cotg}(\phi/2)}{\gamma_{CM}}. \qquad (5)$$

Dans notre cas de diffusion élastique sur l'hydrogène (proton-proton) $M_1 = M_2$ $k = 1$ ce qui entraîne également (équation 1) que $\gamma_{1,CM} = \gamma_{CM}$.

En reportant dans les équations (4) et (5) on obtient

$$tg\theta_1 = \frac{\sin\phi}{\gamma_{CM}(\cos\phi + 1)} \quad \text{et} \quad tg\theta_2 = \frac{-\ \mathrm{cotg}(\phi/2)}{\gamma_{CM}}$$

en posant : $\sin\phi = 2\ \sin(\phi/2)\ \cos(\phi/2)$

et : $\cos\phi = 1-2\ \sin^2(\phi/2)$

on fait le produit des tangentes et l'on obtient :

$$\boxed{tg\theta_1 \times tg\theta_2 = -\frac{1}{\gamma_{CM}^2} = -\frac{2}{1+\gamma_{1,lab}} = Cte} \qquad (6)$$

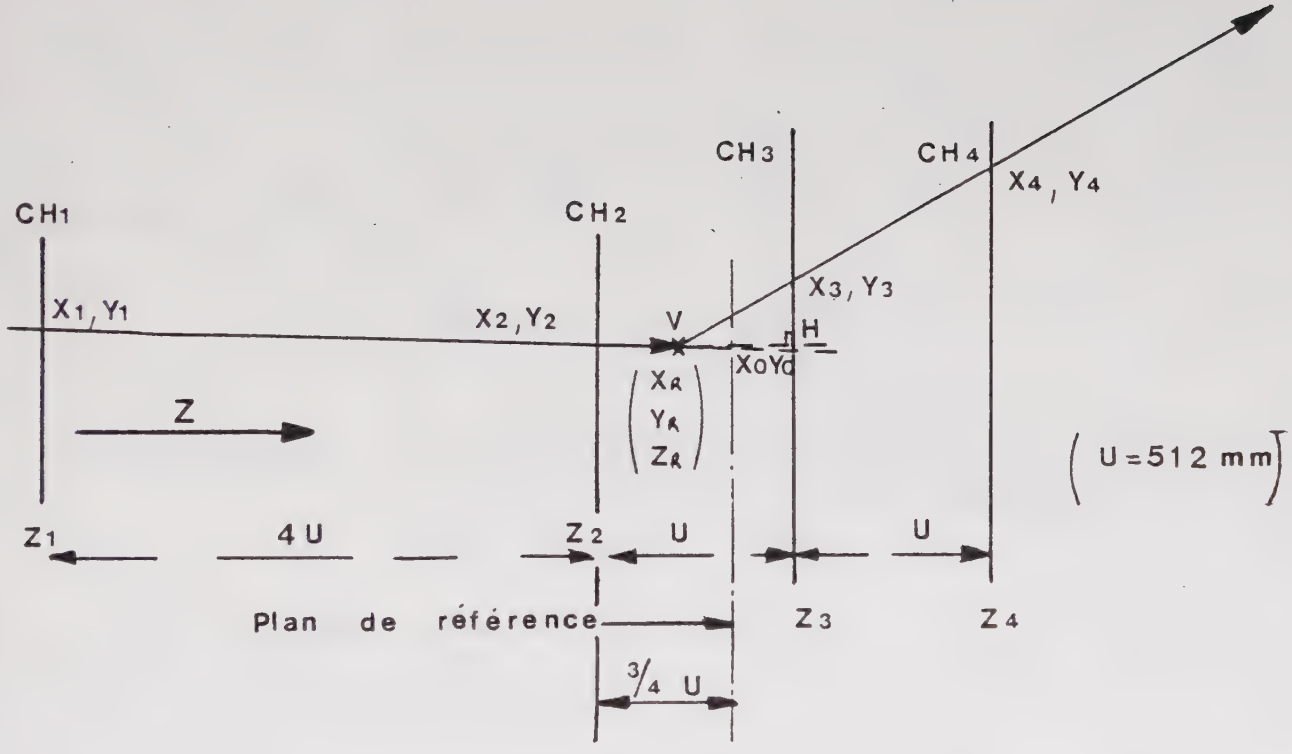
en remplaçant $\gamma_{1,lab}$ par la masse et l'énergie de la particule on obtient :

$$\boxed{tg\theta_1 \times tg\theta_2 = -\frac{1}{1+\frac{T}{2M}}} \; . \qquad (7)$$

Annexe II

CALCUL DU VERTEX

Première méthode



Pour des raisons de rapidité on choisit un plan de référence situé aux 3/4 de U à partir de Z_2. L'intersection de la trajectoire de la particule incidente avec ce plan fournit les coordonnées X_0, Y_0 (on s'arrange pour que la cible soit a peu près centrée sur ce plan).

L'unité étant le millimètre :

$$X_0 = 0{,}635 * \left[X_2 + \frac{3}{16} (X_2 - X_1) \right]$$

$$Y_0 = 0{,}635 * \left[Y_2 + \frac{3}{16} (Y_2 - Y_1) \right].$$

Ces valeurs subissent une translation pour réaliser la coïncidence du centre de toutes les chambres.

Le calcul de Z_R se fait à partir des coordonnées X_3Y_3, X_4Y_4 avec l'approximation $X_R = X_0$, $Y_R = Y_0$

$$VH = \frac{|X_0 - X_3| + |Y_0 - Y_3|}{|X_3 - X_4| + |Y_3 - Y_4|} * U.$$

Pour obtenir le Z_R avec origine en CH2 il suffit de faire une translation $Z_R = U - VH$.

Une correction est apportée pour tenir compte du décalage des plans Y par rapport aux plans X pris comme référence dans les calculs.

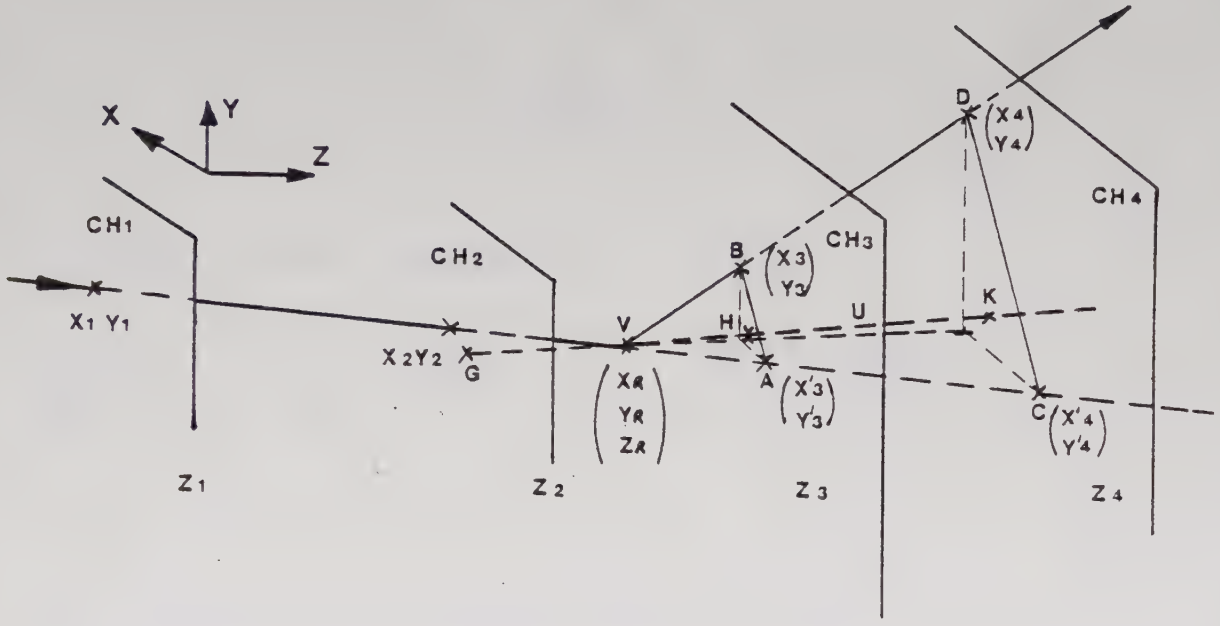
On remonte à X_R et Y_R en corrigeant par rapport au Z_R trouvé

$$X_R = X_2 + Z_R \left[\frac{X_2 - X_1}{4U} \right] \; ; \; Y_R = Y_2 + Z_R \left[\frac{Y_2 - Y_1}{4U} \right].$$

Cette méthode donne un bon résultat sous la condition que le faisceau incident ait peu de divergence angulaire.

Deuxième méthode

Le principe est le suivant : on calcule l'intersection X'_3, Y'_3 et X'_4, Y'_4 de la trajectoire incidente avec les chambres CH3 et CH4. On obtient ainsi les origines sur chaque plan de fil.



En théorie : AB//CD et contient $V(X_R, Y_R, Z_R)$

$$VH = (Z_4 - Z_3) \frac{AB}{CD-AB}$$

soit

$$VH = (Z_4 - Z_3) \frac{\sqrt{(X_3-X'_3)^2 + (Y_3-Y'_3)^2}}{\sqrt{(X_4-X'_4)^2 + (Y_4-Y'_4)^2} - \sqrt{(X_3-X'_3)^2 + (Y_3-Y'_3)^2}}$$

$Z_R = U - VH$ si l'origine est placée en CH2

X_R, Y_R sont donnés par l'intersection des trajectoires incidentes avec le plan Z_R.

Cette méthode a donné de bons résultats à partir du dépouillement d'événements acquis sous la forme de données brutes. Bien qu'en apparence plus complexes et plus longs, ces calculs, pour une très large part, servent à d'autres traitements qui sont utiles pour l'amélioration de la qualité de l'information stockée en mémoire de masse 3-D : connaissance de l'angle de diffusion, réjection sur les coplanarités des traces incidentes et diffusées, sélection de l'hydrogène etc.

Annexe III

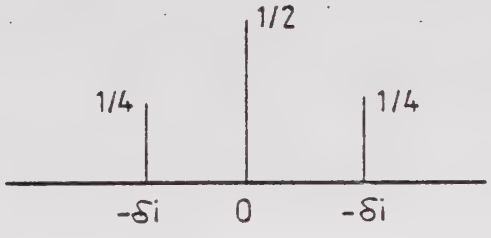
Soit deux variables indépendantes X et Y, alors :

$VAR(X + Y) = VAR(X) + VAR(Y)$ VAR = variance

$$VAR(X) = \sum_i x_i^2 \, f(x_i) - \mu^2$$

$$\mu = \sum_i x_i \, f(x_i) \; .$$

Etant données les poids utilisés dans notre lissage (1/4, 1/2, 1/4)



$$\mu = \frac{1}{4}(-\delta_i) + \frac{1}{2} \times 0 + \frac{1}{4}(\delta_i) = 0$$

$$VAR(\delta) = \frac{1}{4}\delta_i^2 + \frac{1}{2} \times 0 + \frac{1}{4}\delta_i^2$$

$$VAR(\delta) = \frac{1}{2}\delta_i^2 \qquad \text{(variance du lissage)}$$

si : $VAR(\varepsilon) = \varepsilon_i^2$ (variance de la résolution)

alors : $VAR(\varepsilon + \delta) = \varepsilon_i^2 + \frac{1}{2}\delta_i^2$.

Références

[1] R.R. Wilson "Radiological use fast protons", Radiology 47 (194).

[2] A.R. Koelher et al., The range of protons in human skullbones, Rad. Res. 26 (1965) 334.

[3] B. Jung "On the applications of 185 MeV protons in radiography and densitométries", Report GWI-Z/68 - Gustaf Werner Inst. Uppsala, Sweden (1968).

[4] V.W. Steward "Proton radiography in the detection of tumors and strokes", Proc. Int. Symp. on advanced technology arising from particle physics research, Argonne (1973) ANL-8080.

[5] A.C. Sherwood and D. West "Radiography with 160 MeV protons", Nature 239 Sept.15 (1972).

[6] Kenneth, M. Handson "Development of proton radiographic system for diagnosis and localization of soft tissue abnomalities", Final report LA-7107-MS, Los Alamos Scientific Laboratory (Feb.1978).

[7] J. Saudinos, G. Charpak et al., "Nuclear scattering applied to radiography" Phys. Med. Biol. 20 (1975) 840.

[8] M. Handson et al., "The application of protons to computed tomography", IEEE on Nuclear Sciences NS25 (1978) 657.

[9] K. Kikuche, M. Kawai, Nuclear matter and nuclear reactions, p. 222

[10] D.M. Corley et al., "Quasi-free scattering of 1 GeV protons from ^{12}C and ^{40}Ca", Nucl. Phys. A184 (1972)

[11] I. Tanihata et al., "One- and two proton inclusive spectra in 800 MeV proton-nucleus collisions and the mean free path of protons in nuclei", Phys. Lett. 100B (1981) 2.

[12] L.S. Ashgirey et al., "Nuclear interaction of 660 MeV protons and the momentum distribution of nucleons in nuclei.

[13] J. Bistricky, F. Lehar, Z. Janout, Note CEA-N-1547(E) (1972).

[14] B. Bricaud, J.C. Faivre, J. Pain : SAR, a fast computer for CAMAC data acquisition. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS26 (1979) 4641.

[15] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier and C. Zupačić, Nucl. Instr. Meth. 62 (1968) 262.

[16] R. Bouclier, G. Charpak, Z. Dičovski, G. Fischer, F. Sauli, G. Coignet and G. Flügge, Nucl. Instr. Meth. 88 (1970) 149.

[17] M. Rouger et J.C. Santiard, Rapport interne, non publié.

[18] J.D. Jackson "Classical electrodynamics", John Wiley and sons, New York (1975).

[19] B. Rossi and K. Greissen, Rev. Mod. Phys. 13 (1941) 240.

[20] Particle Data group, Rev. Mod. Phys. 45 (1973) S35.

[21] Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 46 (1974) 815.

[22] E. Bertel, L. Pages "Calcul de la perte d'énergie linéique et du parcours des particules chargées de 10 MeV à 30 GeV dans la matière", Rapport CEA-R-4198 (1971).

[23] D. Garreta, Programme NEWFIT, non publié.

[24] G. Charpak, S. Majewski, Y. Perrin, J. Saudinos, F. Sauli, D. Townsend and J. Vinciarelli "Further results in nuclear scattering radiography", Phys. Med. Biol. 21 (1976) 941.

[25] J.C. Duchazeaubeneix, J.C. Faivre, D. Garetta, B. Guillerminet, D. Legrand, J. Saudinos and J. Berger "Nuclear scattering radiography of heavy materials", Material Evaluation, July 1979.

[26] J. Neufeld, W.S. Snyder, J.E. Turner and H. Wright, Health Physics 10 (1966) 783.
H. Wright, V.E. Anderson, J.E. Turner, J. Neufeld et W.S. Snyder, Health Physics 16 (1969) 13.

[27] E.C. McCullogh, Med. Phys. 2 (1975) 307.

[28] G. Salamon, Y.P. Huang "Computed tomography of the brain

[29] J. Berger, J.C. Duchazeaubeneix, J.C. Faibre, D. Garetta, D. Legrand, M. Rouger, J. Saudinos, C. Raybaud and G. Salamon, J. Computer Assisted Tomography 2 (1978) 488.

[30] J.C. Duchazeaubeneix, J.C. Faivre, D. Garetta, B. Guillerminet, M. Rouger, J. Saudinos, P. Palmieri, C. Raybaud, G. Salamon, G. Charpak, G. Melchart, Y. Perrin, J.C. Santiard and F. Sauli, "Nuclear scattering radiography", J. Computer Assisted Tomography 4 (1980) 803.